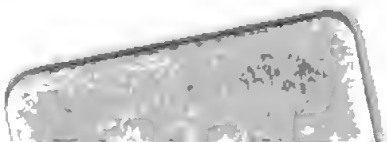
600044686Y



1986 e 12

Repertorium der Physik.

Enthaltend

eine vollständige Zusammenstellung der neuern Fortschritte dieser Wissenschaft.

Unter Mitwirkung der Herren

Lejeune-Dirichlet, Mahlmann, Moser, Radicke, Riess, Röber, Strehlke

herausgegeben

von

HEINR. WILH. DOVE.

IV. Band.

Meteorologie, specifische Wärme, strahlende Wärme.

Mit zwei Tafeln Abbildungen und einer Charte der Isothermen.

Berlin:

Verlag von Veit & Comp.

1841.

1986. e 12

BODLEIAN LIBRARY
2-APR.81
OXFORD

Vorwort.

Der die Verbreitung der Wärme auf der Oberfläche der *Erde* enthaltende Abschnitt p. 1—174, zu welchem die diesem Bande beigegebene Isothermenkarte gehört, ist von Herrn Mahlmann bearbeitet. Er enthält zugleich eine vollständige Litteratur des jetzigen Beobachtungsmaterials und hat daher eine grössere Ausdehnung erhalten, als ihm anfänglich zugedacht war. Die Sorgfalt, welche auf diesen schwierigen Druck verwendet werden musste, so wie der Wunsch, endlich in diesem Bande eine Darstellung der Melloni'schen Entdeckungen zu geben, welche aber erst jetzt zu einer Art von Abschluss gelangt sind, hat das Erscheinen *desselben* ungewöhnlich verzögert. Der fünfte Band, mit welchem dieser Cyclus des Repertoriums beendet ist, wird ausser dem noch in der Wärmelehre bisher nicht Besprochenen eine Uebersicht der neuen Untersuchungen in der Mechanik, die Physik der Sinneswerkzeuge und die physikalische Optik enthalten. In dem vorliegenden Bande ist die Meteorologie und die Wärmelehre von p. 175 an von mir bearbeitet worden.

Berlin, den 26. September 1841.

Dove.

Berichtigungen

zu der Abhandlung über mittlere Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche (pag. 1—174).

P. 1 Z. 7 v. u. *l.* Reihe. — p. 8 Teb. I. Petersb. *l.* 57′ st. 27′ u. Br. — Teb. III. Anm. *) *l.* Report. — p. 9 Anm. *) *l.* p. II. — p. 11 Z. 14 v. u. *l.* sich höchstens; Z. 18 v. u. streichs *).— p. 16 l. Std. d. Etr. Padua — 0.23.— p. 27 Z. 12 v. u. *l.* 1826—36. p. 30 b. Haapak. Z. 4 v. o. setze vue Med. d.: „—" Die Höhe ist nahe 100′. — p. 31 Bergen: Höhe 50′ ca. — p. 32 Upsala Höhe nach o′ u. Z. 6 s. u (48 J.) ein „. — p. 33 zu Stockholm: 1783—87 ward um 6, 2 u. 10^h obs. — Lund Z. 1 *l.* 1765 st. 1865. — p. 34 Apenrade *l.* 33′ st. 100′ h. — p. 40 Dublin R. 4 u. 5 *l.* in 54° st. 45° (Br.). p. 43 Plymouth *l.* J.-Md. 10.8 u. Z. 1 *l.* 11.16 st. 11.4. — p. 45 Z. 2 v. u. s. 9°.6). — p. 47 Arras H. 200′. — p. 51 Rhodez H. 1850 st. 450′. — p. 52 Avignon Z. 4 *l.* 14.8, s. 2 J. nbs. Gaerin diesth. Std. — p. 55 Z. 1 v. o. *l.* W. —0.9. Bei Stralsund Z. 4 *l.* S. 17.1 st. 9.4. — p. 56 Perleberg *l.* 11′ ö. Lg. — p. 57 Z. 7 v. o. *l.* 10 J. bis 1838 st. 10 b. 38. — p. 59 Eisenach e. n. Med. J. 7.5 ein? bei Erfurt *l.* W. 0.6; S. 17.3 (s. 13 J.) rorr. — p. 60 Troppau *l.* 56′ n. Br. — p. 62 Landskron *l.* J. 7°.8 st. 8.8 — p. 66 Stuttgart *l.* Höhe 830 st. 960′. — p. 69 Z. 1 v. u. *l.* ergab st. ergaben. — p. 70 Trient *l.* 4′ n. Br. st. 44′, daher nach Sondrio zu setzen. — p. 76 Rovigno *l.* 11° 17′ st. 8°57′ ö. Lg. — p. 77 Z. 5 v. o. *l.* Sch. st. Téh. p. 80 Z. 1 v. u. s. fisl. — p. 85 Zlotoust Z. 2 *l.* 1837 e. 8 Bh. tägl. — p. 88 Jekaterinhg. Z. 1 *l.* ist das uncorr. Med. — p. 89 bei Bagdad *l.* Beauchamps obs. nicht immer zu denselben Std, nft nur Mg. u. Abd., dessh. sind die mne. Media unsicher. — p. 97 Algier Z. 2 a. u. Zehntelgrade: je den mon. Mitteln. — p. 98 Lagoas *l.* 28° 30′ n. Br., 18° 39′ w. Lg. — p. 107 Sackett's H. *l.* 78°17′ w. L. Pittsburg *l.* 82°22′ w. Lg. — p. 120 Süd-Am. Die Bodentemp. scheint nach neuern Beob., welche abweichende Result. von Boussingault's Angaben liefern, kein so zuverlässiges Mittel zu liefern, wie dieser annimmt. — p. 122 R. Berbice 59 3/4° w. Lg. — p. 123 Almaguer *l.* J. 17.1. — p. 132 Z. 5 bis. 1 v. u. *l.* in der Rubrik Plymouth +0.47 st. 0.84, +0.84 st. 1.11, +1.11 st. 1.30 u. +1.30 st 1.51. — p. 136 Z. 3 v. u. *l.* Aus den. — p. 145 Z. 3 v. o. *l.* +0.66 st. 1.06 (?). — p. 146 Z. 15 v. u. *l.* Punkte. — p. 151 b. F. Franklin *l.* Jen. — 0.04, Aug. — 0.02, Sept. — 0.11 u. im 11-mon. Durchschn. 0.25. — p. 155 Z. 3 v. o. schalte n. 66^t ein „womit Forbes' Resultat 64.5^t bei Edinburgh (Ed. Trans. 1839) sehr gut übereinstimmt." — p. 156 Z. 16 v. u. schalte n. Ergebn. ein „mittheilen." — p. 158 Anm. Z. 3 v. o. *l.* von nahe 10°. — p. 159 Z. 16 v. u. *l.* Temp. an der äussern Grenze. — p. 161 Z. 16 v. o. *l.* (p. 23, 93—95. 130) — p. 167 Z. 24 v. u. Zittau *l.* Höhe 128^t; Z. 14 v. u. Hartwick *l.* II. 170^t, Med. 7°.5. — p. 168, 2. Col. Z. 25 v. u. *l.* H. 145^t st. 127^t. — p. 173 Z. 4 v. u. schalte nach v. Humboldt ein: „Indischer Ocean in 1° n., 91° ö. 29.6, Baudin. — Grosser Oz."

*) M. s. auch die Anm. zu p. 158 u. 164.

Die Verbesserungen von pag. 175 an stehen auf der letzten Seite des Bandes.

Inhaltsverzeichniss zum vierten Bande.

Elfter Abschnitt.

(Fortsetzung).

Meteorologie.

Seite

Vertheilung der Wärme auf der Oberfläche der Erde 1—17

Inhalt und Anordnung der Tabellen der mittleren Jahreswärme . . . . . 1, 2, 20—22. 28

Zuverlässigkeit und Methoden der Bestimmung der mittleren Temperaturen . . . 2—19. 131—135, 143—154

Fehler durch die Veränderung der Thermometer p. 3, 154; durch die Lage der Instrumente, Localverhältnisse etc. 4—6, 143—146; durch die Beobachtungszeit und bei Register-Thermometern, nebst Corrections-Methoden 6—19, 131—135, 143—154.

Tabellarische Uebersicht der Abweichung des Mittels einzelner oder 2, 3 od. 4 Combinations-Stunden vom wahren Medium im jährlichen und im jahreszeitlichen Durchschnitte Tab. II—III. zu p. 8, 132, 133; 12—19, 134, 135.

Ueber die Reduction der Media auf d. Meeresspiegel 154—156

Resultate über den Lauf der Jahres-Isothermen 22—28. 156—165

An der Westküste Europas p. 22. — In Nord America 24. — In der heissen Zone 23, 156—159. — Der sogenannte Wärme-Aequator 159—163. — Bifurcationen der Isothermen 23, 158. — Einfluss des Golfstroms, Localklima 24—26, 159. 160. — Isothermen aus Beobachtungen in einerlei Periode 26, 27. — Isothermen und magnetische Curven 27, 159. — Veränderung des Klimas 26, 153. — Temp. und Isothermermen der südlichen Hemisphäre 27, 28 163—165.

Tabellen der mittleren Jahreswärme,

enthaltend die geogr. Lage der Orte, Beobachtungszeit, Correction auf wahre Media etc., mittlere Temp. des Jahres, Winters, Sommers, des kältesten und wärmsten Monats . . . . . 29—131, Nachträge 136—142

A. Europa . . . . . 29—86, 136—140

I. Skandinavien u. Dänemark p. 29—34, 136. — II. Island u. d. britischen Inseln 34—43, 136, 137. — III. Niederlande u. Belgien 44—47, 137. — IV. Frankreich 47—54, 137 —

Seite

V. Norddeutschland p. 54—60, 137, 138. — VI. Böhmen und Mähren 61—63, 138. — VII. Süddeutschland 64—71, 138, 139. — VIII. Die Schweiz 71—73, 139. — IX. Italien 74—79, 139. — X. Spanien und Portugal 80, 81, 139. — XI. Türkei u. Griechenland 81, 139. — XII. Polen, Galizien u. Ungarn 82, 83, 139, 140. — XIII. Russland 83—86, 140.

B. Asien . . . . . 86 — 140, 141

I. Sibirien p. 86—88, 140. — II. West-Asien 88, 89. — III. Vorder-Indien 89—94, 140, 141. — IV. Hinter-Indien u. der indische Archipel 94, 95, 141. — V. China und Japan 95, 96.

C. Afrika . . . . . 97—102, 141

I. Nord- u Central-Afrika p. 97—100, 141. — II. Süd-Afrika 100—102, 141.

D. Amerika . . . . . 102—127, 141, 142

a. Nord-Amerika p. 102—115, 141, 142. I. Westküste 102, 103, 141. — II. Nordküste, Grönland, Labrador u. die Binnenländer nördl. v. 54° Br. 103—105. —III. Canada u. die Verein-Staaten 105—115, 141, 142.
b. Mexiko u. West-Indien p. 115—119, 142.
c. Süd-Amerika p. 120—127, 142.

E. Australien . . . . . 127—131, 142

I. Neu Holland u. Van-Diemens-Land p. 127—129, 142. — II. Inseln des grossen Ozeans 129—131.

Tabelle über die mittlere Jahreswärme, nach Temperaturzonen geordnet 166—171

Anhang: Absolute Extreme der Temperatur . . 171—174

Wind.

Mittlere Richtung in Nordamerika 175, — in der heissen und kalten Zone 179, — Drehungsgesetz theoretisch abgeleitet 179, — Belege 185, — davon abhängige Veränderungen des Barometer, Thermometer und Hygrometer 187—192 . . . . . 175—192

Stürme.

Redfield's und Reids Beobachtungen 193, — Dove's Theorie 199 . . . . . 192—201

Tägliche Aenderungen des Windes nach Osler 201, Barometrische Windrosen 202, — thermische 208, — atmische 215 . . . . . 201—216

Regen.

Vertheilung nach Kaemtz 217, — nach Schouw 218, — nach Dove 221, — Grösste Menge 224. Abnahme mit der Höhe 224, — Einfluss auf die Temperatur 226—231 218—231

Seite

Druck der Atmosphäre.

Schwerecorrection nach Poggendorf 232, — Vertheilung in der Monsoonzone 236, — in der Passatzone 237, — am Meere nach Schouw 238, — monatliche Extreme und isobarometrische Linien nach Kaemtz 240—247 . . . . 232—247

Tägliche Veränderungen.

Einfluss der Jahreszeiten nach Kaemtz 248, — stündliche Beobachtungen in Plymouth 250, — Salzuflen 252, — Abnahme mit der Höhe nach Kaemtz 254, — Abhängigkeit von der geographischen Breite 256, — Dove's Theorie der Veränderungen 259, — Erscheinungen im Innern der Continente 260, — in Hindostan 262 . . . . . 248—262

Druck der Dampfatmosphäre.

In der Höhe 263, — Vertheilung in der jährlichen Periode 263, — über den Meeren 266 . . . . . 263—266

Electrische Erscheinungen.

Höhe der Gewitterwolken 267, — Eintheilung der Blitze von Arago 268, — Länge des Blitzes 269, — wie weit hört man den Donner? 269. — Einfluss des Schiessens 269, — Vertheilung im Jahre 270, der Hagelwetter 271 . . . . 267—272

Meteorsteine.

Chemische Beschaffenheit nach Berzelius 272, — Fallgeschwindigkeit nach Bessel 273. — Periodicität nach Capocci 274, — Vertheilung im Jahre nach Kaemtz 274, — Olbers gegen ihren Ursprung vom Monde 275 . . 272—275

Sternschnuppen.

Novembersternschnuppen 275, — Ansichten darüber von Olbers, 278, — Olmsted, 278, — Biot, 279, — A. Erman, 280. — Auguststernschnuppen 284, — Decembersternschnuppen 286, — Einfluss der Sternschnuppen auf die Erdwärme nach A. Erman 287, — Höhe der Sternschnuppen. Verbesserte Formel von Bessel 289, — Wiederberechnung der Brandesschen Beobachtungen nach dieser Formel von Feldt 290 . . . . 275—290

Zwölfter Abschnitt.

Wärme.

Specifische Wärme.

Regnault, Zusammenhang derselb. mit dem Atomgewicht 294, Einfluss der Cohäsion 303, — Neuman's Erweiterung des Dulong'schen Gesetzes 305, — Specifische Wärme bei constantem Volumen 306, — Pouillet, Bestimmung der Zunahme der specifischen Wärme mit der Temperatur bei Platin 308, — Rudberg's Bestimmung der specifischen Wärme der Salzlösungen 308, — der Gasarten von Apjohn 310, — von Suerman 311, — von de la Rive und Marcet 314 . . . . . 293—315

Seite

Strahlende Wärme.

Frühere Beobachtungen 316—321, — neuere Litteratur 321—323 Allgemeine Uebersicht der Entdeckungen von Melloni, 324—326 . . . . . 316—326

Absorption diathermaner Medien. Unabhängig von der Durchsichtigkeit 326—230, — Einfluss der Glätte der Oberfläche 330. — Verminderung der Absorption bei weiterm Eindringen in diathermane Körper 331, — Absorption combinirter Platten 333, — verschiedener Wärmestrahlen 337 326—339

Wärme des Sonnenspectrums. Aeltere Beobachtungen 339. 340, — Melloni's experimentale Erläuterung derselben 341, — Brechung der Wärme verschiedener Quellen nach Forbes 343 . . . . . 339—344

Reflexion der Wärme unabhängig von der Quelle 344

Absorption athermaner Körper 344.

Absorption abhängig von der Dicke der absorbirenden Schicht nach Melloni und Biot 346 . . . . . 346—352

Polarisation der Wärme. Durch wiederholte einfache Brechung 353, — Maximum 356, — Drehung der Polarisationsebene durch ein Krystallblättchen 356, — Abwesenheit der Depolarisationsfarben 357, — Drehung der Polarisationsebene im Bergkrystall 357, — Circularpolarisation durch zweimalige innere Reflexion 358, — Intensität reflectirter Wärme 358, — Polarisation durch Tormaline 359 . . . . . 353—363

Diffusion diathermaner Körper 363, — athermaner 364, — Absorption verschiedener Oberflächen 367, — Ausstrahlungsvermögen derselben 368, — Schmelzen des Schnees an Pflanzen 369, — Aberration der dunkeln Wärme 370 . 363—370

Bei den Figuren ist keine besondere Nachweisung erforderlich, da die jedesmalige Seite des Textes ihnen beigedruckt ist. Nur Fig. XII. Taf. II. ist nicht im Text angeführt. Dieses von Piddington näher untersuchte Beispiel bestätigt die pag. 199 gegebene Theorie, indem es zeigt, dass ein seitlich gehemmter Luftstrom, auch wenn das Hinderniss ein rein mechanisches ist, sich in einen Wirbelwind verwandelt, dessen Drehung in dem durch die Theorie verlangtem Sinne geschieht. Näheres in Pogg. Ann. 52. p. 1. Die registrirenden Windmesser von Whevell und Oster konnten nicht abgebildet werden, da eine genaue Beschreibung derselben nicht vorlag.

Elfter Abschnitt.

(Fortsetzung.)

Mittlere Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche.

Von
Wilh. Mahlmann.

Unter allen Elementen der vergleichenden Klimatologie ist der Wärme, als dem am meisten hervortretenden, bisher die grösste Aufmerksamkeit der Physiker zu Theil geworden, und desshalb finden wir, dass die Untersuchungen über die Temperaturvertheilung auf der Erdoberfläche überhaupt und in der jährlichen Periode an den einzelnen Beobachtungsorten unstreitig am weitsten vorgeschritten sind. Dennoch lässt sich nicht in Abrede stellen, dass auch in diesem Gebiete durch den stets auf das Allgemeine und Wesentliche in den Erscheinungen, auf die Einheit in der Natur gerichteten Scharfblick des berühmtesten der neuen Reisenden erst die Umrisse geschaffen, und die Basis aufgestellt ist, denen sich spätere Forschungen nothwendig anschliessen müssen, um dies Element nebst seinen Beziehungen auf die Verbreitungsgesetze organischer Geschöpfe und auf die Civilisation des Menschengeschlechts näher kennen zu lernen.

Ich habe in den folgenden Tafeln nur eins von den vielen Momenten, welche bei der Wärmevertheilung zu betrachten sind, bearbeitet, nämlich die mittlere Temperatur des Jahres und bei vielen Orten, namentlich wenn eine längere Reihen von Beobachtungen zu Gebote stand, auch die mittlere Temperatur des Winters und Sommers und (in den Tropen gewöhnlich, wo Winter- und Sommer-Temperatur keine Bedeutung haben, da hier die trockne und die Regenzeit nach ihrem verschiedenen Eintreten und ihrer ungleichen Dauer in verschiedenen Breiten und Continenten berücksichtigt werden müssten) die Wärme

des kältesten und des heissesten Monats. Niemand wird daran zweifeln, dass diese numerischen Elemente nicht allein in den Tropen noch viel Mangelhaftes haben, sondern dass auch die Klimatologie der kältern Zonen noch in vieler Hinsicht der erwünschten Genauigkeit ermangelt, und die unter der Rubrik „Bemerkungen" in den Tabelle angegebenen Resultate früherer Berechnungen werden überzeugen, dass wir auch jetzt noch ununterbrochen dahin streben müssen, die numerischen Elemente zu vervollkommnen, wenn es auch beim gegenwärtigen Stande der Wissenschaft schon möglich und leicht erscheint, bei diesen Elementen gewisse Fehlergrenzen festzusetzen, über welche hinaus künftige Beobachtungen die Resultate nicht verändern dürften. — Ich darf mir nicht schmeicheln, in diesen Tabellen alle bekannt gemachten Beobachtungen in Bezug auf die vorliegende Betrachtung niedergelegt zu haben; aber wer erfahren, wie unglaublich zerstreut diese Beobachtungen in den verschiedenartigsten Zeitschriften und Werken sind (m. vergl. meine Literatur-Cit. in d. Tab.), der wird es leicht erklärlich finden, dass ich nach jahrelangem Sammeln noch während des Drucks auf mehrjährige Beobachtungen getroffen bin, die mir früher entgangen *). Von den 7—800 Angaben der mittleren Jahrestemperatur in diesen Tabellen finden sich jedoch viele, welche insbesondere durch die Kürze der Beobachtungszeit ein geringeres Vertrauen verdienen, was ihre Vergleichung mit andern Orten betrifft; andere habe ich aufgenommen, die man bisher nicht hat benutzen wollen, weil sie an sich zweifelhaft erschienen; jetzt treten sie mit neueren zusammen auf und dienen sich wechselseitig zur Bestätigung; dass dabei nicht ohne Kritik verfahren werden durfte, brauche ich nicht hinzuzufügen, aber es gehörte eine eigene Sagacität dazu, Resultate als unbrauchbar oder brauchbar anzunehmen, wenn die Beobachtungen zuverlässig erschienen, bloss weil die Tageszeit der Observation nicht angegeben war, während man viele andere ohne diese allerdings höchst wichtige Bestimmung zu benutzen gezwungen war und leider noch ist. Dies führt mich zu einigen Bemerkungen über die Fehlergrenzen, innerhalb welcher bisher Bestimmungen der mittleren Temperatur möglich gewesen sind; diese Fehler sind zum Theil öfter erwähnt

*) Ich darf es hier nicht unterlassen, dem Herrn v. Humboldt für die Mittheilung von Beobachtungen im Manuscript, die zum Theil nirgend publicirt worden, öffentlich meinen innigsten Dank auszudrücken.

worden, aber bei der vorliegenden Untersuchung hat man dieselbe oft ausser Acht gelassen, oder durch Muthmassungen zu beseitigen geglaubt; wir berühren nur folgende:

a) Setzen wir selbst voraus, dass die Construction der Thermometer, bei welcher noch in der neuesten Zeit so wichtige Verbesserungen angegeben wurden, völlig genau sei *); dass sogar, was wohl nicht häufig bei den Messungen der Fall gewesen, die Correction wegen des Calibers **) in der Graduirung vorgenommen: so ist bekannt, dass eine allmälige Erhöhung des Nullpunktes stattfindet, dass also ein wegen dieses Uebelstandes nicht corrigirtes Instrument nach wenigen Jahren ein zu hohes Medium für den Ort giebt. Egen wies nach, dass Thermometerbeobachtungen nicht bis auf 0°.25, oft nur bis 0°.5 C. verbürgt werden können, (er nahm zugleich die Veränderlichkeit der Aufthantemperatur des Schnees in seine Untersuchung auf.)***) Ausser Rudberg†) und August††) beschäftigten sich mit diesem Gegenstande in den letzten Jahren besonders Legrand und Despretz; sie fanden, dass beim Email die Verrückung des Eispunktes geringer ist, als bei Krystallglas; aber während Legrand behauptet, dass dieselbe nach vier Monaten etwa ihr Maximum erreicht habe, zwischen 0°.25 bis 0°.5 C., bemerkte Despretz an mehreren Thermometern, die er 4½ Jahr lang untersucht hatte, eine anhaltende, allmälige und unregelmässige Erhöhung zwischen 0°.23 und 0°.57 C.; auch August beobachtete an einem Thermometer in 5½ Jahren eine Erhöhung von 0°.55 C. *) Und welchen Fehlern sind nun gar die

*) Wir machen darauf aufmerksam, dass von hier sehr viele Instrumente nach dem Auslande gehen, doch wohl zum Theil wegen Zweifel am Werthe der im eigenen Lande verfertigten.

**) Eine leicht anwendbare Methode, die auf Bessel's Princip beruht, gab Forbes neuerdings in Phil. Transact. for 1836.

***) Zu den sehr seltenen Ausnahmen muss ich die schon mehrere Jahre benutzten Normal-Instrumente von Greiner jun. rechnen; ich fand bei ihnen keine Differenz.

†) Kongl. Vetensk. Acad. Handl. 1834. p. 354. (Pogg. XL.)

††) Fischer's mech. Naturl. 1837. I. p. 429.

*) Ueber die Ursachen s. Rudberg und August a. a. O.; l'Institut 1837. N. 195. p. 38., N. 199. p. 73., N. 218. p. 251. Rudberg's Vorschlag, am Thermometer erst ein Jahr nach dem Zuschmelzen der Röhre die Fundamentalpunkte zu bestimmen, scheint noch unge-

Selbstregister-Thermometer bei längerem Gebrauch unterworfen, deren Beobachtung eins der besten Medien giebt.*)

b. Zur Ermittelung der thermischen Verhältnisse am Boden des Luftozeans haben wir ferner auf die Lage des Instruments Rücksicht zu nehmen, und den Einfluss der solaren und terrestrischen Radiation zu betrachten, welcher bekanntlich noch viel zu wenig untersucht ist, um Correctionen für Localitäten ohne Willkür anwenden zu können. Die Beobachtungen in der unten folgenden Tabelle sind sämmtlich als im Schatten angestellt bezeichnet oder angenommen. In unserer Zone ist eine beständige Lage im Schatten leicht zu geben; in höheren Breiten jedoch, wo die Sonne einen weit grösseren Tagesbogen beschreibt, muss man (schon in Petersburg) zwei Instrumente anbringen, und daher enthalten fast alle Angaben über die kalten Erdstriche, da sie von einem einzigen Thermometer hergenommen sind, einen nicht bestimmbaren Fehler. In der heissen Zone hingegen, wo die Sonne selbst an der Grenze der Tropen eine beträchtliche Mittagshöhe hat, giebt es zu vielen Zeiten an einerlei Beobachtungsort keinen oder so wenig Schatten, dass durch Reflection eine Einwirkung auf das Instrument nicht verhindert werden kann; daher zeigen solche stationäre Thermometer im Freien, ebenfalls auf Schiffen im offenen Meere — da es erwiesen ist, dass die Temperaturabnahme bis zur Spitze des Mastes selbst viel zu gross ist — zu hohe Temperaturen, während die dort so allgemein gebräuchlichen Beobachtungen im Zimmer oder in einer offnen Verandah offenbar auch mit Fehlern behaftet sein müssen, wesshalb sie Kämtz sogar für ganz unbrauchbar erklärt. Die meisten Beobachtungen in den heissen Klimaten geben, abgesehen von den Stunden, aus diesem Grunde ein zu hohes Medium, was die neueren Resultate in der Tabelle an mehreren Orten augenscheinlich darthun. Aber auch in unsern Breiten veranlassen Gebäude u. dgl. häufig eine Erhö-

---

nügend; bei fertigen Instrumenten wird man monatlich oder vierteljährlich wenigstens den Nullpunkt durch Eintauchen in siedendes Wasser deprimiren müssen, oder, was am sichersten, den Collimationsfehler der Skale in solchen Zeitabständen suchen und als Correction in die Beobachtungen aufnehmen.

*) Man s. darüber die merkwürdige Stelle in des genauen Beobachters Howard Climate of London. 2d. edit. v. I. p. 58.; auch Kupfer Observ. mét. en Russie I. p. IX. u. s. f.

lung. Man vergleiche in dieser Beziehung die Bemerkungen zu den Orten Edinburgh, London, das im 10jährigen Durchschnitt eine 0°. 9 zu hohe Wärme, mit der Umgegend verglichen, besitzt etc. Zu Benares war die Temperatur 1823 in der Stadt 79°.2, ausserhalb 77°.8 F. (nach Prinsep)! Vorzüglich aber möchten wir auf die Entfernung vom Boden aufmerksam machen, der man noch immer nicht allgemein die erforderliche Achtsamkeit und experimentelle Erforschung geschenkt hat. Die Beobachtungen von Daniell (3 Jahre), Six, Pictet, Piazzini, Toaldo (5 Jahre)*) zeigen diesen Einfluss und seine nicht unbedeutende Grösse auf's Entschiedenste, geben aber kein Mittel zur erforderlichen Correction für eine bestimmte Localität an die Hand. Wir dürfen uns doch unmöglich mit der Vermuthung begnügen, dass die daraus hervorgehenden Abweichungen der Angaben wahrscheinlich nicht sehr bedeutend seien, wenn es darauf ankommt, den Werth der numerischen Elemente, welche wir hier veröffentlichen, und die sich zwischen den engen Grenzen — 18°.7 und + 29°.2 halten, zu beurtheilen, und dieselben zur Gewinnung neuer Resultate durch Vergleichung zu benutzen. Wir erinnern noch an die Beobachtungen anomaler Erscheinungen der Temperaturabnahme mit der Höhe von Parry und Fisher und von Sabine und Foster in der arktischen Zone, von Brisbane in Neuholland, um daran die Erwähnung der neuesten Versuche von Marcet zu knüpfen. Dieser Physiker fand aus seinen 14monatlichen Experimenten im vorigen Winter (1837 — 8) in Höhen von 2,5 und 52' **) unter anderm, dass die Wärmeznnahme beim Sonnennntergange ein ganz constantes Phänomen, und zwar völlig unabhängig vom Zustande des Himmels, ist, und dass sie nach Sonnenuntergang ziemlich stationär bleibt. Diese Zunahme der Wärme scheint selten über 100' Höhe stattzufinden, aber sie ändert sich beträchtlich nach den Jahreszeiten, und besonders zeigen sich im Winter bei schneebedecktem Boden die merkwürdigsten Resultate. Das Maximum der Differenz bei nur 50' Hö-

*) Mem. d. Turin. 1805 — 8. p. 38.

**) Bibl. univ. 1838 a. Mém. de la Soc. d. Phys. de Génève. Vergl. u. A. Kern in Bergh. Ann. IV. 300. Schouw über 4jährige Beobachtungen im botanischen Garten von Kopenhagen in Vejriget Tilst. i Danmark. p. 60. Poisson Théor. math. de la Chaleur. p. 459. Muncke in Gehler's Wtrb. IX. 1. p. 349. Würtb. Corr. Bl. f. 1825. 4g. I.

hennntersehied in dem allerdings sehr strengen Winter war 8°.0 C., — so viel stand das obere Thermometer höher als das 2' vom Boden entfernte (— 16½°); 12 Januarbeobachtungen gaben im Mittel noch 5°.5 C. Differenz, und höchst überraschend ist, dass selbst 3' Unterschied in der Entfernung vom Boden (2 u. 5') im Mittel aus 9 Beobachtungen bei schneebedecktem Boden noch 2°.4 (im Maximum 4°) Differenz hervorbrachte. Im Sommer ist dieselbe natürlich weit geringer. Für unseren Zweck ist diese Untersuchung, die über die eigenthümliche Wiederherstellung im Gleichgewicht der Temperatur der unteren und oberen Luftschichten ein neues Licht verbreitet, um so beachtenswerther, als sie dazu dient, die Unsicherheit in der Bestimmung der mittleren Temperatur eines Ortes, so weit dieselbe vom Bodenabstande des Instruments abhängt, ins Klare zu setzen.

c. Endlich findet sich noch eine Schwierigkeit bei der Bestimmung der mittleren Temperatnr in dem Elemente der Zeit. Beobachtungen der täglichen Extreme geben im monatlichen und jährlichen Durchschnitt in den meisten Fällen ein der Wahrheit sehr nahe tretendes Resultat, und solche gehören im Allgemeinen zu den besten in der Tabelle. An vielen Orten ist statt dessen zur Zeit der Extreme beobachtet worden, was, namentlich in den Wintermonaten fehlerhafte Mittel geben kann.*) Es wäre sehr zu wünschen, dass bei allen stündlichen Beobachtungsreihen auch ein Register-Thermometer observirt worden, um durch Jahre lange Prüfung dieser Methode eine noch grössere Sicherheit zu verleihen. An den meisten Punkten ist dagegen an 3, 4 oder mehr Stunden täglich observirt worden, und da das Medium derselben in den seltensten Fällen das wahre, d. i. 24stündliche Mittel des Tages giebt, so musste durch Vergleichung der Curve des täglichen nnd jährlichen Wärmeganges die bekannte Reduction des gewonnenen Mittels auf das letztere vorgenommen werden. Die Zahl von Punkten, wo Jahre lang stündlich die Temperatur notirt worden,

*) Ueber die Zeit der Extr. (unterm Aequator etc.) und die aus ihnen berechneten Media s. die neuen Untersuchungen von Hällström in Lütke's Voy. aut. du monde 1827 — 29. Part. nautique. Goldingham Madras Observ. Papers; Meyer's Plant. Labrad. 1830.; auch Quetelet's Mém. s. l. var. d. temp. 1837. p. 7. fg.; v. Baer in Bull. scient. II. p. 15. (vergl. Schouw's Pflanzengeogr. p. 58); 5. Report of the Brit. Assoc. Royle Asiat. Journ. 1832. März. u. a. O.

ist glücklicherweise schon beträchtlich angewachsen, und so ist es jetzt nicht schwer, unter diesen meist denjenigen auswählen zu können, der im Allgemeinen ähnliche Witterungserscheinungen hat. Für Grossbritannien und ähnliche, dem Seeklima der nördlichen gemässigten Zone unterworfenen Gegenden benutzte ich die Beobachtungen in Fort Leith und Plymouth, für Deutschland etc. Salzburg und Padua; nicht selten wurden (z. B. in Holland) die englischen und deutschen Beobachtungen combinirt, um die passende Correction möglichst genau zu erhalten, für Italien etc. nahm ich Padua; für einige Punkte an der Ostküste tropischer Gegenden Madras, (eine Correction, die besondere Vorsicht erfordert); für manche (besonders an ihren Westküsten und bei solchen mit insularem Klima) dagegen die Lütkeschen Beobachtungen auf dem stillen Ozean u. s. f. An vielen Punkten der vereinigten nordamerikanischen Freistaaten wird um 7, 2 und 9 Uhr beobachtet; nach den europäischen Observationen gehen diese Stunden ein um ein paar Zehntel zu hohes Medium; ob dies auch dort der Fall ist, muss bei der Grösse der täglichen Veränderung dahin gestellt bleiben, bis die daselbst angestellten stündlichen Beobachtungen publicirt worden. (Loomis' 1835 sind unbrauchbar), und diess hat mich bewogen, hierbei keine Reduction auf wahres Medium vorzunehmen, wodurch auch der Vortheil entspringt, dass die dortigen Resultate unter einander besser vergleichbar sind. Die für das Innere der Continente, namentlich Nordasien, von Andren angegebenen Reductionen (nach Leith und Padua!) scheinen mir auch ziemlich unsicher; eben so die für Beobachtungen in grössereu Höhen, wo leider stündliche Beobachtungen noch ganz mangeln.

Die Methode meiner wegen der Tagesstunden angebrachten Correction ist nicht überall dieselbe gewesen, weil man noch nicht einig darüber ist, welche von den vielen in Vorschlag gebrachten denn die ganz allgemein anwendbare ist, und weil es vielleicht keine giebt, die für alle Zonen und alle Klimate gleich vortheilhaft und einfach ist. In Betracht, dass in unserer Zone eine sehr lange Reihe von Beobachtungen dazu gehört, um die mittlere Wärme bis auf 0°,1 genau zu ermitteln, und dass diess dann selbst durch die oben angeführten Umstände zweifelhaft werden muss, habe ich überall, wo nicht viele Jahre dies anders zu erfordern schienen, mich der einfachsten Methode, welche Schouw in seiner Pflanzengeographie in Vorschlag gebracht, bedient. In man-

chen Fällen hingegen habe ich auf die Grösse der täglichen Variation der Wärme Rücksicht genommen, wenn der resp. Ort keinen klimatisch analogen auffinden liess; diese Methode ist von Schouw (Beitr. zur vergl. Klimatol. I. Hft. p. 133) und von Kämtz (Meteorologie Bd. I. p. 104) näher geprüft und erläutert*) worden. Um die Abweichung des Mittels der einzelnen Stunden, namentlich solcher, an denen oft beobachtet wird, oder des Mittels zweier Beobachtungen (Morgens und Nachmittags oder homonymer Stunden) oder von 3 oder 4 täglichen Beobachtungen vom Gesammtmittel aller (24) Beobachtungen zu zeigen, habe ich, um das Urtheil über die Media gewisser Stunden zu erleichtern, folgende Tabelle über die Differenzen, sämmtlich in Graden derselben Skale, entworfen, welche in vieler Beziehung die auffallendste Uebereinstimmung zeigt, und ausserdem sehr geeignet ist, über die relative Grösse der Temperaturänderungen in den verschiedenen Klimaten und mehr oder weniger localen Verhältnissen durch Vergleichung neues Licht zu verbreiten, worauf ich hier nur aufmerksam machen wollte.**) Da in der v. Baerschen Abhandlung über das Klima von Novaja Semlja***) nicht das jährliche Medium der 24 Stunden, welche auf Ross Reise in Boothia Felix 2½ Jahr observirt wurden, berechnet ist, von mir aber zur Entwerfung jener Differenzen-Tabelle gebraucht wurde, so habe ich mich derselben unterzogen.

---

*) Vgl. v. Schmöger meteor. Beobacht. zu Regensburg I. Heft. 1835. Kastn. Arch. f. Met. Bd. XXV. p. 108. fg. u. N. R. Bd. III. p. 189. Freycinet bei Poisson Théor. math. de la Chal. p. 465. Kämtz in der Allg. Liter.-Zeitg. 1838. März-Heft p. 443. Kupfer Mém. de l'Acad. Pét. t. IV. p. 5, 46. Dass ich nicht überall auf diese Grösse der täglichen Veränderung Rücksicht genommen, hat besonders darin seinen Grund, dass bei kürzeren Beobachtungsreihen der Fehler der einfacheren Methode gering ist, und dass eine Vergleichung verschiedener Jahre zeigt, wie diese Variation für dieselben Beobachtungsstunden nicht unbeträchtlich variirt!

**) Diese Rechnung ist, unabhängig von der des Herrn Prof. Dove (im vorigen Bande) vor längerer Zeit ausgeführt worden, und durch die Art der Zusammenstellung der Resultate hat diese Tabelle noch einen besondern praktischen Werth, der ihre Mittheilung hier nicht überflüssig erscheinen liess.

***) Bullet. scient. de l'Acad. de Pétersb. t. 4. (Pogg. XLII.)

Die Tabelle I. giebt das Mittel an die Hand, die beiden andern noch zu erweitern. Bei einer Beobachtung täglich liegt danach, um das 24stündliche Medium des Jahres zu erhalten, die Zeit zwischen 8 und 9^h (nur Leith nach 9°) Morgens, und zwischen 7 und 9^h Abends; unter den homonymen Stunden geben an allen Orten ein sehr gutes Medium 4 und 4, 9 und 9, und nahe eben so zuverlässig ist das Mittel der Stunden 10 und 10, welche Brewster in Vorschlag brachte. Ausserdem lässt sich aus der Tabelle II. ersehen, wie gross der Fehler in Beobachtungsmitteln werden kann, wenn die Stunden mit dem vagen Ausdruck Morgen und Mittag bezeichnet werden. Endlich geht aus der letzten Tabelle hervor, dass das Mittel $\frac{1}{3}$ (VII + II + IX) die grösste Abweichung giebt, besser ist $\frac{1}{4}$ (VII + II + 2 × IX), näher dem wahren Medium liegt auch $\frac{1}{3}$ (VI + II + VIII), und am vortheilhaftesten ist $\frac{1}{3}$ (VIII + IV + XII)°°), wofür ich als eben so gut $\frac{1}{3}$ (VI + II + X)°°°) in Vorschlag bringe, weil die Mitternachtsstunde für den Beobachter selten gelegen erscheint. Das Medium dieser äquidistanten Beobachtungsstunden weicht, wie die Tabelle zeigt, im Maximum nur um 0°.1 vom wahren ab. Auf diese Weise scheint man die immer Unsicherheit mit sich führenden und oft wegen Aufsuchung von Coefficienten für die einzelnen Stunden Zeit raubenden Correctionen am besten zu umgehen.

Wegen der oft in den folgenden Tabellen eingeschalteten Angaben der Winter- und Sommertemperatur (s. u.) schien es mir passend, aus denselben stündlichen Beobachtungen eine Tabelle der Abweichungen der einzelnen Stunden für sämmtliche Jahreszeiten zu berechnen, und wieder eine Tabelle für die 2 oder 3 Combinationsstunden folgen zu lassen. Die meteorologischen Jahreszeiten (Winter: December, Januar und Februar u. s. w.) pflegen noch häufig selbst auf die kalte und tropische Zone angewendet zu werden, und nur desshalb habe ich zur Vergleichung der Differenzen mit den nächst gelegenen Punkten der gemässigten Zone

---

°) Nach Sykes tritt das Mittel zu Poonah in 1700′ s. H. über d. Meere auch erst um 9½^h Morgen ein. Phil. Trans. 1835, p. 182 vgl. Goldingh. Madr. Obs. Pap. p. 368.

°°) S. Pogg. Ann. 42. Bd.

°°°) Hällström hält diese, wie ich nach dieser Berechnung in Erfahrung gebracht, schon von der schwedischen Akademie in Vorschlag gebrachten Stunden nicht für passend (für Schweden).

auch Boothia Felix, Madras und den stillen Ozean*) in diese Rechnung aufgenommen. Sie ist für sämmtliche Stunden von 4 Uhr Morgens bis Mitternacht ausgeführt, theils wegen der Vergleichung der Differenzen in kleineren Abschnitten des Jahres, theils damit aus ihnen die selten angewandten, in der Tabelle I der Abweichung im jährlichen Durchschnitt fehlenden Beobachtungsstunden daraus ergänzt werden können. Diese Tabellen geben nicht bloss das Mittel zur Correction angestellter Beobachtungen, sondern zeigen auch, welche Stunden ein Beobachter in ähnlich gelegenen Orten zu wählen hat, um genaue Mittel damit zu finden, und, wie mir scheint, geben dieselben auch bei Vergleichung Fingerzeige für Localeinflüsse von Gebirgen u. s. w., was bei monatlichen Differenzen vielleicht weniger sicher zu beurtheilen ist, da, je kleiner die Periode, um so grösser die Unsicherheit der Correction. Ueberraschend ist es, dass gewisse Combinationsstunden auch in diesen kleineren Abschnitten im Allgemeinen vor andern den Vorrang behaupten.

Es bleiben mir nun noch die Gründe darzulegen, welche mich bewegen, die Mittel aus den täglichen Extremen gar nicht zu corrigiren. Bekanntermassen geben die Beobachtungen der Thermometrographen wegen der Unregelmässigkeit der Witterung öfter ein von dem aus den Zeiten der Extreme (1 Stunde vor Sonnenaufgang und 2 Stunden nach der Culmination) abweichen-

---

*) Auf dem stillen Ozean sind die Beobachtungen jedoch, genau genommen, nicht im Winter allein angestellt, wo ich sie beigefügt; s. d. Nähere in der Note 11 zu den jährlichen Abweichungen. — Eine Controlle der Abweichungen ergab manche Fehler in den Tabellen, besonders für Plymouth, weshalb die monatlichen Mittel nochmals berechnet und das so verbesserte Medium der Jahreszeiten zur Berechnung der Differenzen angewendet wurde; doch finden sich noch Anomalien, die mit ? bezeichnet sind. — Ob die Beobachtungen zu Madras für andere Punkte unmittelbar zu einer Correction benutzt werden dürfen, scheint uns zweifelhaft; denn der Einfluss von Zimmer-Beobachtungen, wie sie hier wahrscheinlich angestellt sind (Goldingham giebt nichts Näheres an), auf das wahre Mittel der freien Luftwärme lässt sich nicht daraus bestimmen. Ohnehin ist die Zahl der Tage (monatlich 3) der stündlichen Observationen wohl nicht völlig genügend für ein Land, das noch so beträchtlichen Aenderungen unterworfen ist: das Medium aus 25 J. ist = 82°.01, darunter die extremen Jahresmittel = 79°.74 (1807) und 84°.20 (1824)!

des Medium; da gleichzeitige Messungen zur Ermittelung dieser Abweichung noch immer fehlen, so konnte ich weder die von Kämtz (Met. I. p. 88) aufgestellte Regel, die Stände des Thermometrographen auf die zur Zeit der täglichen Extreme zu reduciren, noch die Schouw'sche (Pflanzengeogr. p. 59) prüfen; aber wohl fand ich öfter, dass zuverlässige Beobachtungen am Registerthermometer für längere Perioden (z. B. d. Jahr) Media lieferten, die bis auf 10tel, ja fast 100tel mit gleichzeitigen, aus bestimmten Stunden ermittelten und corrigirten übereinstimmten! Eine Correction würde aber auch immer dem sehr gewichtigen Einwurfe ausgesetzt sein, dass sich gerade bei diesen Beobachtungen der Einfluss der Localität am meisten geltend macht. Bei Betrachtung der Tabelle findet sich, dass die Correction für das Medium aus den Extr.-Stunden*) im jährlichen Durchschnitt höchstens auf 0.3, meist nicht 0.1 oder 0°.2 C. beläuft. Welche lange Reihe von Jahren gehört dazu, ein Medium bis auf diese Grössen genau zu ermitteln (man vergleiche die zahlreichen Angaben für verschiedene Jahresreihen unter der Rubrik: Bemerkungen in den Tabellen, z. B. Genf). Nimmt man statt Orte, die vorherrschend unter Einfluss des Küstenklimas liegen, wie Manchester, solche, die in manchen Jahren oder Abschnitten der jährlichen Periode ganz den Character jenes Klimas haben, in andern dagegen völlig dem Continentalklima angehören; so überzeugt man sich leicht, dass in höheren Breiten die Veränderlichkeit der Jahresmittel in der That beträchtlicher ist, als gewöhnlich angenommen wird. — Dasselbe gilt in noch höherem Grade von den Mitteln der Jahreszeiten und noch mehr der Monate*), wie Dove's Untersuchungen beweisen; und die Abweichung des Mittels der Extr.-Stunden hält sich nur (s. Tab. V bis VIII)

im Winter zw. 0°.03 u. 0°.35 C, im Sommer zw. 0°.01 u. 0°.26,
Herbst - 0 .06 u. 0 .55 -, - Frühling - 0 .02 u. (0 .47).

Man kann nicht verkennen, dass der Werth dieser Correctionen überhaupt ein relativer ist, da die gleiche Eintheilung des Jahres von den Meteorologen für die verschiedenen Breiten und Längen nicht völlig in der Natur begründet ist, und dass in nicht allzuferner Zeit man den Blick auch auf weit kleinere Perioden richten wird, um bei vielen Untersuchungen der vergleichenden Klimatologie eine sichrere und unveränderliche Basis zu gewinnen; zu dem Behufe würde allerdings die grösste Anzahl der bisher in Mitteln publ. Beobachtungen als völlig unbrauchbar erscheinen!

---

*) Dasselbe kann sich sehr wenig vom Medium aus der wahren Zeit der Extreme entfernen, da die Aenderung der Temperatur zu diesen Zeiten gering ist und sich der Fehler durch entgegengesetzte Vorzeichen nahe aufhebt.

A) Eine Beobachtung täglich.

Tab. I. Abweichung im Winter. — °C.

Stunden.	Boothia Felix. 70° n. B. Med.: −32°.86	Leith. 55° 59′ n. B. Med.: +4°.66	Salzuflen. 52° 3′ n. B. Med.: +2°.40	Plymouth. 50° 21′ n. B. Med.: +8°.11	Padua. 45° 24′ n. B. Med.: +4°.15	Madras. 13° 5′ n. B. Med.: 26°.08	Stille Ozean. 5—15° n. Br. Med.: 27°.11
4 Morgens.	+ 0.18	+ 0.47	+ 1.11	+ 0.80	+ 1.24	+ 2.99	+ 0.91
5	+ 0.18	+ 0.55	+ 1.05	+ 0.90	+ 1.46	+ 3.39	+ 0.78
6	+ 0.11	+ 0.54	+ 0.99	+ 0.95	+ 1.57	+ 1.62 ?	+ 0.63
7	+ 0.06	+ 0.53	+ 0.87	+ 0.89	+ 1.70	+ 2.15	+ 0.42
8	+ 0.09	+ 0.49	+ 0.49	+ 0.68	+ 1.46	+ 1.71	+ 0.08
9	— 0.02	+ 0.31	— 0.03	+ 0.22	+ 0.77	+ 0.02	— 0.21
10	— 0.08	+ 0.01	— 0.48	— 0.42	— 0.09	— 1.49	— 0.53
11	— 0.24	— 0.41	— 0.92	— 1.03	— 0.93	— 2.57	— 0.83
12	— 0.39	— 0.76	— 1.16	— 1.55	— 1.55	— 3.33	— 0.99
1 Nachmitt.	— 0.65	— 0.97	— 1.29	— 1.65	— 1.97	— 3.52	— 1.17
2	— 0.59	— 1.00	— 1.36	— 1.36	— 2.16	— 3.06	— 1.17
3	— 0.37	— 0.93	— 1.27	— 1.14	— 1.99	— 2.77	— 1.06
4	— 0.18	— 0.70	— 0.92	— 0.75	— 1.52	— 2.50	— 0.91
5	— 0.09	— 0.40	— 0.60	— 0.24	— 1.07	— 1.86	— 0.61
6	— 0.02	— 0.23	— 0.33	— 0.04	— 0.71	— 0.97	— 0.33
7	+ 0.11	— 0.01	— 0.17	+ 0.09	— 0.45	— 0.20	+ 0.04
8	+ 0.18	+ 0.13	— 0.09	+ 0.25	— 0.19	+ 0.32	+ 0.23
9	+ 0.26	+ 0.21	+ 0.09	+ 0.28	+ 0.09	+ 0.50	+ 0.37
10	+ 0.29	+ 0.27	+ 0.20	+ 0.32	+ 0.31	+ 0.76	+ 0.52
11	+ 0.28	+ 0.33	+ 0.47	+ 0.35	+ 0.50	+ 1.14	+ 0.63
12	+ 0.29	+ 0.36	+ 0.63	+ 0.43	+ 0.65	+ 1.29	+ 0.67

Tab. II. Abweichung im Sommer. — °C.

Stunden.	Boothia Felix 70° n. B. Med. + 3°39	Leith 55°59′ n. B. Med. 14°.52	Salzuflen 52°3′ n. B. Med. 16°.90	Plymouth 50°21′ n. B. Med. 15°.86	Padua 45°24′ n. B. Med. 23°.59	Madras 13°5′ n. B. Med. 30°.51
4 Morgens.	+ 1.80	+ 2.37	+ 3.25	+ 3.03	+ 4.13	+ 1.97
5	+ 1.43	+ 2.26	+ 2.65	+ 2.89	+ 3.82	+ 2.24
6	+ 0.92	+ 1.82	+ 1.87	+ 2.02	+ 2.59	+ 1.40?
7	+ 0.16	+ 1.27	+ 0.97	+ 0.69	+ 1.02	+ 1.52
8	— 0.20	+ 0.62	+ 0.17	— 0.58	— 0.13	+ 0.93
9	— 0.47	— 0.17	— 0.75	— 1.58	— 1.89	+ 0.19
10	— 1.03	— 0.73	— 1.45	— 2.18	— 2.44	— 0.68
11	— 1.52	— 1.21	— 2.11	— 2.66	— 3.08	— 1.19
12	— 1.99	— 1.73	— 2.56	— 2.88	— 3.61	— 1.98
1 Nachmitt.	— 2.34	— 1.90	— 2.97	— 3.08	— 3.95	— 2.40
2	— 2.37	— 2.14	— 3.13	— 3.03	— 4.20	— 2.61
3	— 2.17	— 2.29	— 3.12	— 2.81	— 4.14	— 2.75
4	— 1.97	— 2.27	— 2.90	— 2.41	— 3.44	— 2.27
5	— 1.38	— 2.23	— 2.54	— 1.85	— 2.72	— 1.44
6	— 0.90	— 2.06	— 1.72	— 1.14	— 1.56	— 0.95
7	— 0.44	— 1.44	— 0.94	— 0.30	— 0.38	— 0.04
8	+ 0.11	— 0.46	+ 0.10	+ 0.54	+ 0.78	+ 0.26
9	+ 0.49	+ 0.28	+ 0.84	+ 1.19	+ 1.63	+ 0.48
10	+ 1.41	+ 0.96	+ 1.44	+ 1.63	+ 1.98	+ 0.61
11	+ 1.71	+ 1.28	+ 1.94	+ 1.93	+ 2.40	+ 0.77
12	+ 2.06	+ 1.65	+ 2.31	+ 2.30	+ 2.81	+ 0.95

Tab. III. Abweichung im Frühling. — °C.

Stunden.	Boothia Felix 70° n. B. Med. — 20°.77	Leith 55°59′ n. B. Med. 7°.53	Salzuflen 52°3′ n. B. Med. 8°.90	Plymouth 50°21′ n. B. Med. 10°.30	Padua 45°24′ n. B. Med. 13°.57	Madras 13°5′ n. B. Med 29°.49
4 Morg.	+ 2.63	+ 2.28	+ 3.12	+ 2.85	+ 2.82	+ 2.38
5	+ 2.55	+ 2.32	+ 2.75	+ 2.88	+ 2.96	+ 2.76
6	+ 2.11	+ 2.16	+ 2.17	+ 2.51	+ 2.59	+ 1.31
7	+ 1.24	+ 1.59	+ 1.33	+ 1.39	+ 1.80	+ 1.80
8	+ 0.32	+ 0.99	+ 0.34	+ 0.01	+ 0.60	+ 0.73
9	— 0.90	+ 0.12	— 0.59	— 1.15	— 0.12	— 0.51
10	— 1.92	— 0.53	— 1.37	— 2.05	— 1.23	— 1.91
11	— 2.79	— 1.15	— 2.09	— 2.68	— 1.68	— 2.95
12	— 3.46	— 1.72	— 2.57	— 3.24	— 2.23	— 2.93
1 Nachmitt.	— 3.80	— 1.98	— 2.85	— 3.54	— 2.55	— 2.72
2	— 3.69	— 2.18	— 2.78	— 3.36	— 2.76	— 2.28
3	— 3.44	— 2.28	— 2.79	— 2.96	— 2.91	— 1.93
4	— 2.73	— 2.28	— 2.54	— 2.42	— 2.71	— 1.77
5	— 1.72	— 2.06	— 2.22	— 1.81	— 2.28	— 1.37
6	— 0.86	— 1.76	— 1.56	— 0.93	— 1.56	— 0.60
7	+ 0.06	— 1.15	— 0.92	— 0.01	— 0.88	+ 0.22
8	+ 0.59	— 0.45	— 0.17	+ 0.52	— 0.44	+ 0.54
9	+ 1.22	+ 0.18	+ 0.46	+ 0.97	+ 0.37	+ 0.51
10	+ 1.76	+ 0.50	+ 0.95	+ 1.49	+ 0.81	+ 0.71
11	+ 2.08	+ 0.96	+ 1.39	+ 1.77	+ 1.17	+ 0.97
12	+ 2.30	+ 1.19	+ 1.70	+ 2.06	+ 1.49	+ 1.23

Tab. IV. Abweichung im Herbst. — °C.

Stunden.	Boothia Felix 70° n. B. Med.—12°.51	Leith 55°59′ n. B. Med.:9°.38	Salzuflen 52° 3′ n. B. Med.: 9°.59	Plymouth 50° 21′ n. B. Med.: 12°.19	Padua 45°24′ n. B. Med.: 13°.68	Madras 13° 5′ n. B. Med.: 28°.13
4 Morgens.	+ 0 31	+ 1.19	+ 2.90	+ 1.93	+ 2.12	+ 2 49
5	+ 0 32	+ 1.25	+ 2.67	+ 2.00	+ 2.37	+ 2.68
6	+ 0.27	+ 1.26	+ 2.19	+ 1.76	+ 2.32	+ 1 33
7	+ 0.16	+ 1.00	+ 1 47	+ 1.31	+ 1.98	+ 1.76
8	— 0.04	+ 0.64	+ 0 67	+ 0.49	+ 1.07	+ 0 71
9	— 0.21	+ 0.13	— 0.20	— 0.65	— 0.15	— 0.45
10	— 0.38	— 0 42	— 1.07	— 1.69	— 0.98	— 1.67
11	— 0.65	— 0.97	— 1.75	— 2.37	— 1.69	— 2 40
12	— 0 78	— 1.38	— 2 38	— 2 90	— 2.32	— 2.53
1 Nachmitt.	— 0.84	— 1.67	— 2 68	— 3.11	— 2.79	— 2.69
2	— 0.72	— 1.79	— 2.79	— 2 86	— 3.08	— 2.84
3	— 0.55	— 1.73	— 2.75	— 2.29	— 2 97	— 2 17
4	— 0 35	— 1.34	— 2 49	— 1.57	— 2.43	— 1.49
5	— 0.07	— 1.09	— 1 87	— 0.79	— 1.40	— 0.87
6	+ 0.13	— 0 65	— 1.27	— 0.19	— 0.63	— 0.42
7	+ 0 30	— 0 22	— 0.56	+ 0 27	— 0.08	+ 0.08
8	+ 0 38	+ 0.09	— 0.15	+ 0 59	+ 0 12	+ 0.25
9	+ 0.38	+ 0.30	+ 0 18	+ 0.86	+ 0 41	+ 0.23
10	+ 0 44	+ 0 59	+ 0.71	+ 1.13	+ 0 78	+ 0 37
11	+ 0.30	+ 0 82	+ 1.17	+ 1.37	+ 0 99	+ 1.23
12	+ 0.34	+ 0.96	+ 1.60	+ 1.45	+ 1.29	+ 1.44

B. Zwei und drei Beobachtungen täglich.

Tab. V. Winter.

Vor- u. Nachmittag. Stunden.	Boothia.	Leith.	Salzuflen.	Plymouth.	Padua.	Madras.	Stille Oz.
4 u. 12	— 0.10	— 0.14	— 0 02	— 0 25	— 0.10	— 0 11	— 0.04
4 - 2	— 0 20	— 0.26	— 0.12	— 0.28	— 0.46	— 0.03	— 0.13
5 - 12	— 0.10	— 0.10	— 0.05	— 0.32	— 0 04	+ 0 03	— 0.11
5 - 2	— 0 20	— 0.22	— 0.15	— 0 23	— 0.35	+ 0.16	— 0.19
5 - 4	0 00	— 0.07	+ 0.06	+ 0.07	— 0 03	+ 0.44	— 0.06
6 - 12	— 0.14	— 0.11	— 0.08	— 0.30	+ 0.01	— 0.28i	— 0.18
6 - 2	— 0.24	— 0.23	— 0.18	— 0.20	— 0 29	— 0.14i	— 0.27
6 - 4	— 0.03	— 0.08	+ 0.03	+ 0.10	+ 0 02	+ 0.13i	— 0.14
7 - 12	— 0.16	— 0.11	— 0.14	— 0 33	+ 0.07	— 0.59	— 0 29
7 - 2	— 0.26	— 0.23	— 0 24	— 0.23	— 0.23	— 0 45	— 0.37
7 - 4	— 0 06	— 0.08	— 0.02	+ 0.07	+ 0 09	— 0.17	— 0.24
8 - 12	— 0.15	— 0.13	— 0.33	— 0.43	— 0.04	— 0 81	— 0 46
8 - 2	— 0.25	— 0.25	— 0.43	— 0.34	— 0 35	— 0.67	— 0.54
8 - 4	— 0.04	— 0.10	— 0.21	— 0.03	— 0.03	— 0.29	— 0.11
4 u. 4	0.00	— 0.11	+ 0.09	+ 0.02	— 0 14	+ 0.24	0.00
5 - 5	+ 0.04	+ 0.07	+ 0.24	+ 0 33	+ 0.19	+ 0 76	+ 0.09
9 - 9	+ 0.12	+ 0,26	+ 0 03	+ 0.25	+ 0.43	+ 0.26	+ 0.08
10 - 10	+ 0.10	+ 0.14	— 0.14	— 0 05	+ 0.11	— 0.36	— 0.06
11 - 11	+ 0.02	— 0.04	— 0.22	— 0.34	— 0.21	— 0.71	— 0.10
St. d. Extr.	— 0.18	+ 0.22	— 0.12	— 0.35	- 0.23	+ 0.03	— 0.13
6, 2 u. 8	— 0 10	— 0.11	— 0.15	— 0.05	— 0 26	+ 0 01i	— 0.10
7, 2, 9	— 0.09	— 0.09	— 0.13	— 0.06	— 0.12	— 0.14	— 0.13
7, 2, 9+9*)	0.00	— 0.01	— 0.08	+ 0.02	— 0.07	+ 0.02	0.00
8, 4, 12	+ 0.07	+ 0.05	+ 0 07	+ 0.12	+ 0.20	+ 0 17	— 0.05
6, 2, 10	— 0.06	— 0.06	— 0.06	— 0.03	— 0.09	+ 0.16i	— 0.01

*) Anm. In allen Tabellen der drei Combinationsstunden ist unter 9 + 9, nach der bekannten Regel, das doppelte Mittel der Abendbeobachtung um 9^h, und nicht das Paar homonymer Stunden zu verstehen; s. p. 9.

Tab. VI. Sommer.

Vor- und Nachmittag. Stunden	Boothia	Leith	Salzuflen	Plymouth	Padua	Madras
4 u. 12	— 0.09	+ 0.33	+ 0.34	+ 0.07	+ 0.26	0.00
4 — 2	— 0.28	+ 0.11	+ 0.06	0.00	— 0.03	— 0.32
5 — 12	— 0.28	+ 0.26	+ 0.04	0.00	+ 0.10	+ 0.13
5 — 2	— 0.47	+ 0.06	— 0.24	— 0.07	— 0.19	— 0.18
5 — 4	— 0.27	0.00	— 0.12	+ 0.24	+ 0.19	— 0.01
6 — 12	— 0.53	+ 0.04	— 0.34	— 0.43	— 0.51	— 0.05i
6 — 2	— 0.72	— 0.16	— 0.63	— 0.50	— 0.80	— 0.36i
6 — 4	— 0.52	— 0.22	— 0.51	— 0.18	— 0.42	— 0.19i
7 — 12	— 0.91	— 0.23	— 0.79	— 1.09	— 1.29	— 0.23
7 — 2	— 1.10	— 0.43	— 1.08	— 1.17	— 1.59	— 0.57
7 — 4	— 0.90	— 0.50	— 0.96	— 0.86	— 1.21	— 0.37
8 — 12	— 1.09	— 0.55	— 1.19	— 1.73	— 1.87	— 0.52
8 — 2	— 1.28	— 0.76	— 1.48	— 1.80	— 2.16	— 0.84
8 — 4	— 1.08	— 0.82	— 1.36	— 1.49	— 1.78	— 0.67
4 u. 4	— 0.08	+ 0.05	+ 0.17	+ 0.31	+ 0.34	— 0.15
5 — 5	+ 0.02	+ 0.01	+ 0.05	+ 0.52	+ 0.55	+ 0.40
9 — 9	+ 0.01	+ 0.05	+ 0.04	— 0.19	— 0.13	+ 0.33
10 — 10	+ 0.19	+ 0.11	0.00	— 0.27	— 0.23	— 0.03
11 — 11	+ 0.09	+ 0.03	— 0.08	— 0.36	— 0.34	— 0.21
Std. d. Extr.	— 0.01	+ 0.04	+ 0.06	— 0.02	— 0.03	— 0.26
6, 2, 8	— 0.45	— 0.25	— 0.39	— 0.16	— 0.28	— 0.16i
7, 2, 9	— 0.57	— 0.20	— 0.44	— 0.38	— 0.52	— 0.20
7, 2, 9+9	— 0.31	— 0.08	— 0.12	+ 0.01	+ 0.02	— 0.03
8, 4, 12	— 0.04	0.00	— 0.14	— 0.23	— 0.25	— 0.13
6, 2, 10	— 0.01	+ 0.21	+ 0.06	+ 0.21	+ 0.12	— 0.01i

Tab. VII. Frühling.

Vor- u. Nachmittag. Stunden.	Boothia	Leith	Salzuflen	Plymouth	Padua	Madras
4 u. 12	— 0.41	+ 0.28	+ 0.27	— 0.34	+ 0.29	— 0.27
4 — 2	— 0.53	+ 0.05	+ 0.17	— 0.25	+ 0.03	+ 0.05
5 — 12	— 0.45	+ 0.30	+ 0.09	— 0.18	+ 0.36	— 0.08
5 — 2	— 0.57	+ 0.07	— 0.01	— 0.24	+ 0.10	+ 0.24
5 — 4	— 0.09	+ 0.02	+ 0.60	+ 0.23	+ 0.12	+ 0.49
6 — 12	— 0.67	+ 0.22	— 0.20	— 0.36	+ 0.18	— 0.32i
6 — 2	— 0.79	— 0.01	— 0.30	— 0.42	— 0.08	0.00i
6 — 4	— 0.31	— 0.06	— 0.18	+ 0.04	— 0.06	+ 0.25i
7 — 12	— 1.11	— 0.06	— 0.62	— 0.92	— 0.21	— 0.56
7 — 2	— 1.22	— 0.29	— 0.72	— 0.98	— 0.48	— 0.24
7 — 4.	— 0.74	— 0.34	— 0.60	— 0.51	— 0.45	+ 0.01
8 — 12	— 1.57	— 0.36	— 1.11	— 1.61	— 0.81	— 1.10
8 — 2	— 1.68	— 0.59	— 1.22	— 1.67	— 1.08	— 0.77
8 — 4	— 1.30	— 0.64	— 1.10	— 1.20	— 1.05	— 0.52
4 — 4	— 0.05	0.00	+ 0.29	+ 0.21	+ 0.05	+ 0.30
5 — 5	+ 0.41	+ 0.13	+ 0.26	+ 0.53	+ 0.34	+ 0.69
9 — 9	+ 0.16	+ 0.15	— 0.06	— 0.09	+ 0.12	0.00
10 — 10	— 0.08	— 0.01	— 0.21	— 0.28	— 0.21	— 0.60
11 — 11	— 0.35	— 0.09	— 0.35	— 0.45	— 0.25	— 0.99
Std. d. Extr.	— 0.47	+ 0.02	+ 0.13	— 0.33	+ 0.03	— 0.09
6, 2, 8	— 0.33	— 0.16	— 0.26	— 0.11	— 0.20	+ 0.18i
7, 2, 9	— 0.41	— 0.14	— 0.33	— 0.33	— 0.20	+ 0.01
7, 2, 9 + 9	0.00	— 0.06	— 0.13	— 0.01	— 0.05	+ 0.13
8, 4, 12	— 0.04	— 0.03	— 0.17	— 0.12	0.21	+ 0.06
6, 2, 10	+ 0.06	+ 0.16	+ 0.11	+ 0.21	+ 0.21	+ 0.24i

Tab. VIII. Herbst.

Vor- u. Nachmittag. Stunden.	Boothia	Leith	Salzsiedern	Plymouth	Padua	Madras
4 u. 12	— 0.23	— 0.09	+ 0.26	— 0.48	— 0.10	— 0.02
4 — 2	— 0.20	— 0.30	+ 0.05	— 0.46	— 0.48	— 0.17
5 — 12	— 0.24	— 0.06	+ 0.14	— 0.45	+ 0.02	+ 0.07
5 — 2	— 0.21	— 0.27	— 0.06	— 0.43	— 0.35	— 0.08
5 — 4	— 0.01	— 0.04	+ 0.09	+ 0.21	— 0.03	+ 0.59
6 — 12	— 0.25	— 0.06	— 0.09	— 0.57	0.00	— 0.15i
6 — 2	— 0.22	— 0.26	— 0.30	— 0.55	— 0.38	— 0.31i
6 — 4	— 0.04	— 0.04	— 0.15	+ 0.09	— 0.05	+ 0.36i
7 — 12	— 0.31	— 0.19	— 0.45	— 0.79	— 0.17	— 0.38
7 — 2	— 0.28	— 0.39	— 0.66	— 0.77	— 0.55	— 0.54
7 — 4	— 0.09	— 0.17	— 0.51	— 0.13	— 0.22	+ 0.13
8 — 12	— 0.41	— 0.37	— 0.85	— 1.20	— 0.62	— 0.91
8 — 2	— 0.38	— 0.57	— 1.06	— 1.18	— 1.00	— 1.06
8 — 4	— 0.19	— 0.35	— 0.91	— 0.54	— 0.68	— 0.39
4 — 4	— 0.02	— 0.07	+ 0.20	+ 0.18	— 0.15	+ 0.50
5 — 5	+ 0.12	+ 0.03	+ 0.40	+ 0.60	+ 0.48	+ 0.90
9 — 9	+ 0.08	+ 0.21	— 0.01	+ 0.10	+ 0.13	— 0.11
10 — 10	+ 0.03	+ 0.08	— 0.18	— 0.28	— 0.11	— 0.60
11 — 11	— 0.07	— 0.07	— 0.29	— 0.50	— 0.35	— 0.58
Std. d. Extr.	— 0.15	— 0.26	+ 0.06	— 0.55	— 0.35	— 0.08
6, 2, 8	— 0.02	— 0.15	— 0.25	— 0.17	— 0.21	— 0.12i
7, 2, 9	— 0.06	— 0.16	— 0.38	— 0.23	— 0.23	— 0.28
7, 2, 9 + 9	+ 0.05	— 0.05	— 0.24	+ 0.04	— 0.07	— 0.15
8, 4, 12	+ 0.05	+ 0.09	— 0.07	+ 0.12	— 0.02	+ 0.22
6, 2, 10	0.00	+ 0.02	+ 0.04	+ 0.01	0.00	— 0.08i

Was die Einrichtung der Tabellen der Jahrestemperatur betrifft, so will ich hier nur berühren, was in diesen der gedrängten Darstellung halber zu sagen unmöglich war. Ich habe meist die Originalbeobachtungen benutzt, um die nicht allzuseltenen Fehler in den Resultaten zu vermeiden, und nur, wo Autopsie zu gewinnen mir nicht gelang, habe ich fremde Berechnungen benutzt und citirt; nicht selten war ich genöthigt, die Media erst aus den täglichen Beobachtungen zu berechnen.

Die neue Art der Zusammenstellung scheint eine Erklärung zu verdienen. Die alphabetische ist offenbar die unpassendste, und mir blieb also nur übrig, zwischen den drei geographischen Coordinaten zu wählen; aber welcher sollte ich den Vorzug geben, da alle drei zugleich als einflussreiche Elemente auftreten? Desshalb schlug ich den einzigen Ausweg ein, die Anordnung nach Erdtheilen und Ländern*) zu treffen, um darin nach der Breite zu gehen, wodurch in den meisten Fällen die Wirkung der Meridianabstände umgangen ist, während von jedem Lande, was auch noch für die physikalische Geographie von Wichtigkeit erscheint, die Wärmevertheilung nach Breite und Höhe auf das Deutlichste dargestellt wird. Erst jetzt kann man mit einem Blicke sehen, in welchen Ländern und in welchen Breiten der Meteorologe noch eine terra incognita findet, wo es am meisten an Materialien fehlt, um durch Ausfüllung der Lücken zu einer genaueren Kenntniss der isothermen Curven zu gelangen.

Es ist mein Bestreben gewesen, diese Arbeit in jeder Beziehung, was bei numerischen Angaben überhaupt so wünschenswerth erscheint, der Vollkommenheit möglichst nahe zu führen; daher sind die meisten Ortspositionen aus Specialkarten entnommen, wenn mir nicht astronomische Bestimmungen derselben in der Connaissance des tems u. a. O. bekannt waren. Die Höhen über dem Meere sind ebenfalls den neuesten Angaben gemäss angesetzt, wesshalb sich nicht selten Abweichungen von früheren Arbeiten der Art finden; selbst wo diese Höhe gering ist, habe ich sie angegeben, wenn sie irgend auf das Medium von Einfluss

*) Deutschlands Zerfällung in Nord-, in Süd-Deutschland und in Böhmen und Mähren geschah der leichtern Uebersicht halber; auch konnte überhaupt nicht die Absicht sein, die Länder nach ihren politischen Gränzen genau von einander zu sondern. Die Reihefolge der Länder richtet sich vorherrschend nach den Breiten.

ein konnte, so dass man aus diesem Grunde bei einer Menge Orte, die dicht am Meere, also gewöhnlich in geringer Höhe liegen, eine Lücke in der Rubrik Höhe finden wird. In der letzten Rubrik ist die Zeit der Beobachtung etc. angegeben; bei vielen Orten ist zur Vergleichung noch eine ältere Angabe oder ein Resultat aus einer geringeren Zahl von Jahren hinzufügt, und da für das Klima eines Ortes, und namentlich für seine Vegetation die mittlere Wärme des Sommers und Winters oder des kältesten und wärmsten Monats von der grössten Bedeutung ist, so habe ich diese Angaben oft in Form eines Bruches $\frac{W...°}{S....}$ und $\frac{k.\,M...°}{w.\,M...}$ an das Ende der übrigen Bemerkungen angeschlossen. — Die am wenigsten zuverlässigen Resultate, oder solche, die der Form der Tabelle nicht anzupassen waren, sind gehörigen Orts in die Rubrik der Bemerkungen eingeschaltet, namentlich bei Südamerika, wo, in Ermangelung anderer Beobachtungen, an vielen Orten die Bodenwärme nach Bonssingault's Ermittelung für die mittlere Lufttemperatur angenommen ist.

Bei der grossen Anzahl von Orten wäre der Nutzen dieser Zusammenstellung beschränkt geblieben, wenn ich nicht noch eine Art Register dazu geliefert, und hier bot sich mir ein Mittel, um die rein meteorologische Seite der Temperatur-Vertheilung auf der Erdoberfläche nach den Jahresmitteln noch specieller aufzufassen, indem ich aus jener ersten Uebersicht nur die bestbestimmten Punkte*) auswählte, und sie nach dem Vorbilde des v. Humboldtschen Tabl. des bandes isothermes nach der mittlern Jahrestemperatur ordnete. Dies veranlasst mich, nur auf einige von den vielen Folgerungen, welche meine Zusammenstellung erlaubt, wegen des beschränkten Raumes andeutungsweise aufmerksam zu machen, insofern sich dieselben auf die Fortschritte in der Kenntniss der Inflexionen der Isothermen-Linien beziehen, obgleich ich gestehen muss, dass ungeachtet des bedeutenden Anwachses von Beobach-

*) Für die kalte und die heisse Zone nöthigten oft Mangel an Beobachtungen, auch Resultate aus einem kurzen Zeitraume in diese Tabelle aufzunehmen; dagegen enthält die gemässigte wenige Punkte, deren Medium nicht aus mehr als 5000 Beobachtungen ermittelt wäre; von vielen selbst ist das Medium aus 20—30 Jahren und darüber gewonnen. — Von Beobachtungen auf offenem Meere sind aus nahe liegenden Gründen nur wenige aufgenommen.

tungen, die allgemeinen Grundzüge, welche v. Humboldt in seinem berühmten Mémoire 1817 angab, dadurch eben so wenig wesentlich verändert werden, als es Kämtz durch scharfsinnige Anwendung des höhern Calculs gelungen, dem das hohe Verdienst gebührt, ihre Knotenpunkte mit den Breitenkreisen genauer festgesetzt zu haben, worin die vorliegenden Beobachtungen viele Modificationen hervorrufen, wenn man aus ihnen von Neuem die Constanten der Formel für eine gewisse Anzahl von Breitengraden und für klimatisch zusammengehörige Meridiane entwickelt.

Zuvörderst geht durch eine Untersuchung der Tabelle hervor, wie die Abweichung der isothermen Curven von den Parallelkreisen an dem grössten Theil der Westküste von Europa einen kleineren Winkel ausmacht, als bisher angegeben worden; dies erklärt sich höchst einfach nicht etwa durch eine Veränderung des Klimas, sondern aus dem Gange der Entwicklung dieser Kenntniss, welche von W. gegen O. vorrückt. Russland z. B. ist erst jetzt in die Reihe der Staaten getreten, die sich die Förderung dieses Theils der Physik der Erde angelegen sein lassen, also zu einer Zeit, wo man über die nöthigen Elemente der Temperaturbestimmungen besser unterrichtet ist; während in den westlichen Ländern noch viele Angaben aus älterer Zeit herrühren, wo die Stunden am Tage (auch die Manheimer) gewöhnlich ein etwas zu hohes Medium geben; folglich musste dem Westen eine relativ gegen den Osten zu hohe Wärme beigelegt werden (s. z. B. Franecker und andre Punkte in Holland und Frankreich): die convexen Scheitel werden hierdurch abgeflacht*), und somit senken sich die Curven allmäliger nach O. hin, was a priori zu vermuthen war, da z. B. der Einfluss einer oceanischen Lage, wenn dieselbe nur an einer (oder an einer zweiten, jener nicht gegenüber liegenden) Küste statt findet, während auf der entgegengesetzten das Continentalklima sich geltend macht, bei einer so geringe Niveaudifferenzen zeigenden Tiefebene, wie die grosse nord-germanische, sich doch unmöglich auf einen ganz schmalen Küstenstrich beschränken konnte. Erst in dem weiten flachen sarmatischen Tieflande findet sich eine auffallende Depression der Curven nach dem Acquator hin.

Eine andere Folgerung aus unserer Zusammenstellung, welche

*) Die hohe Breite der Isoth. von 0° am Nordcap beruht auch auf einem sehr mangelhaften Medium. Vgl. Alten, p. 29.

überall zu bestätigen der Mangel an Beobachtungen noch nicht gestattet, ist die grössere Wärme der Ost-, als der Westküsten in einem grossen Theile der heissen Zone, umgekehrt wie in den kälteren Erdgürteln, wo das Gesetz z. B. auch noch an den südeuropäischen Halbinseln (Türk.) ziemlich deutlich hervortritt; und zwar steigen dieselben von Westen aus nach dem Pole hin, erreichen im Innern der Continente ihren convexen Scheitel und senken sich wieder nach Osten gegen den Aequator, so dass hier höchst wahrscheinlich eine Bifurcation der Curven statt findet; eine Erscheinung, die sich aus den Wind- und Regenverhältnissen der Küsten wird erklären lassen, wenn ihr Einfluss auf die Temperatur erst numerisch ausgesprochen werden kann. Bei Afrika und Amerika*) tritt dieser Unterschied jedoch evidenter auf, als in der ostindischen Halbinsel. So weit hier die Beobachtungen reichen, scheinen die Isothermen sogar die Westküste in gleicher Breite, oder selbst nördlicher zu schneiden als die Ostküste, während sie im Innern von Dekan durch die Einwirkung des Plateau beträchtlich nach N. hinaufgezogen werden, besonders in der Nähe der Ostküste, östlich von der Gebirgsmauer des Ghats, wo Bangalore und Seringapatam bei der Reduction auf den Meeresspiegel etwa $28\frac{1}{4}°$ Med. haben, während sich für Anjarakandy an der Westküste (ganz nahe dem Meeresspiegel) 27°.2, und Madras 27°.8 ergeben. Auch bei Ceylon scheint die Westküste etwas wärmer zu sein. Im Norden der Halbinsel, wo der Beobachtungen an der Westküste wenige sind, zeigt sich dagegen vielleicht ein merkwürdiger Einfluss der Wüste Sind, des Plateau von Iran und der Richtung der Gebirge; die Temperatur des westlichen Theils der bengalischen Ebene ist so erhöht, dass die Gebirgsörter hier eine verhältnissmässig höhere Wärme besitzen, als die in Nipâl, Sikkim etc., welche durch die Nähe des bengalischen Busens und den südlicheren Zug der Himalayaketten einen abkühlenden Einfluss zu erleiden scheinen. Die Isothermen von $25\frac{1}{2}$ und 26° haben in der bengalischen Tiefebene eine dem Gebirge und Gangesthale nahe parallele Richtung von WNW. nach OSO. und etwa im Norden des Golfs von Cambay einen convexen Scheitel, der sich an der excessiv warmen Küste von Arrakan wahrscheinlich wiederholt.

*) An der Westküste von Südamerika trägt noch zu dieser Differenz die bekannte Strömung kalten Wassers bei, während die oceanische Lage in Osten an der Wärme des Gulf-Stream Theil nehmen lässt.

wo die Hochgebirgsmasse des Gakla Gangri und seiner Fortsetzung nach Osten, wie die transversalen Ketten Hinterindiens im Winter analog den nördlichen Ghats etc. wirken, während sie im Sommer an der Hitze des Dekanschen Plateau Theil nimmt, wenn an der Malabar-Küste nur Seewinde herrschen. Zur Bestätigung dieser Ansicht dienen die Temperaturverhältnisse der schmalen Halbinsel Malacca, der Insel Singapore im Vergleich mit Java, dem im NO. wieder die grosse Insel Borneo vor Abkühlung schützend vorgelagert ist.

Als ein wichtiges Resultat möchte ich ferner die Ermittelung des Einflusses des Golfstromes bezeichnen. Derselbe zeigt sich entschieden stark erwärmend, wenn man die Gestade der Halbinsel Florida mit der südlich daran stossenden Gruppe der Florida-Keys vergleicht (*s.* Key West); dagegen ist seine erwärmende Eigenschaft in höheren Breiten äusserst gering, (d. h. die vorherrschenden westlichen Winde führen seine Wärme in den offnen Ozean hinaus, namentlich im Winter), so dass es wahrscheinlich wird, dass die concaven Scheitel in der Nähe des mexikanischen Busens westlicher, nach dem Innern zu liegen, nördlicher in etwa 36—37° Breite zu beiden Seiten der Alleghanys nahe parallel den Breitenkreisen laufen, im grössten Theil der vereinigten Freistaaten aber ihre concaven Scheitel nicht im Innern des Continents haben, sondern ganz nahe der Ostküste, von wo aus westlich, besonders vom Westfusse der Alleghanys, die in manchen Jahren hier einen convexen Scheitel erzeugen, im breiten Becken des Mississippi und den ebenen niederen Plateauflächen mit gesteigerter Temperatur sich die Isothermcurven allmälig, und von den Rocky Mountains weit schneller wieder nach N. zu erheben scheinen, wodurch sich denn auch die alte Meinung in Amerika, dass das Klima im Westen der Alleghanys milder ist, was auch die Vegetation zu beweisen scheint, dennoch als richtig erweist*). Zwei Umstände erklären dies Verhalten einfach: einmal die oceanische Lage der Westküsten, unterstützt von dem verzweigten Systeme der Ketten der Seealpen und Felsgebirge, welche das Klima höherer Breiten vielleicht noch auffallender, als im nördlichen

*) Ueber die Westküste s. Lütke's Voy. aut. d. monde; Wash. Irving Astoria chap. XII. Kotzebue's Reise um die Erde 1823 bis 26, und besonders v. Baer im Bull. scient. d. Pétersb. p. 1838. —

Europa modificiren*); wie der niedrigere Damm der Alleghanys, in den Gebirgen der Westküsten analog, aber in weit geringerem Grade in manchen Jahren wirken; andrerseits die excessive Erwärmung der östlich und südöstlich anliegenden, zum Theil wüstenähnlichen Hochflächen, und die gleichförmige Senkung des grossen nordamerikanischen Stromsystems, wo nirgend beträchtliche Höhen, wie in mittleren Breiten des europäischen und asiatischen Continents sich der Verbreitung einer gleichmässigen Sommertemperatur hindernd in den Weg stellt; diese steht im Süden der vereinigten Staaten kaum der Sommerwärme der südeuropäischen Halbinseln nach, ist aber nördlicher merklich geringer als im europäischen Continent, weil jenes Land ein mehr dem pelagischen Einflusse unterworfenes Klima besitzt.**) Ueberhaupt dürfte eine Vergleichung der Temperaturvertheilung in der jährlichen Periode in der alten und neuen Welt zu neuen Resultaten führen, und über manche herrschende Ansichten eines Besseren belehren. Ferner muss ich auf eine für Vergleichung der mittlern Temperatur nothwendige Rücksicht aufmerksam machen, ich meine das Localklima. In den Tropen ist das Studium der Localität schon von v. Humboldt anempfohlen worden (vergl. Benares, Madras.); auch in nördlicher gelegenen Ländern ist dies unerlässlich. In wärmeren Ländern treten z. B. gewöhnlich Süd- und Nordküsten der Inseln in einen unsern West- und Ostküsten ähnlichen Gegensatz, wenn selbst minder beträchtliche Bergketten das Land durchziehen. Ich habe desshalb häufig Localverhältnisse angedeutet, um daran zu erinnern, dass jeder Ort ein zwiefaches Klima besitzt, von denen das eine von allgemeinen und fernen Ursachen, von der relativen Stellung und Configuration der Continentalmassen, das andere aber durch specielle, nahe liegende Verhältnisse der Oertlichkeit bestimmt wird;***) dess-

*) S. über die physischen Ursachen der Isoth.-Inflexionen v. Humb. Fr. Aa. II. Voy. t. XII. 203; die von mir herausgegebene „Geschichte d. Meteor.“, der eine Arbeit von Forbes zu Grunde gelegt ist, Art. Wind; Kämtz' Meteor. und Dove's meteorol. Unterh. p. 339.

**) Auch die Culturgebiete gewisser Pflanzen deuten darauf hin. Während die nördliche Grenze des Maïs (Zea Maïs) im westlichen Frankreich in 47° Br., am Rhein in 50°, im östlichen Europa zwischen 48 und 49 liegt und diese Culturpflanze noch in unserer Gegend in 52 bis 53° gebaut werden kann, soll sie in Canada bis 54° hinaufgehen. Franklin Journ. p. 176. Vgl. Volney Reise. II. 10 f. Long Exps.

***) Melloni's Versuche machen es sehr wahrscheinlich, dass die

halb sollte man in jedem Lande auf kleineren Räumen eine Zeitlang gleichzeitige Beobachtungen anstellen, wie sie uns Würtemberg, Böhmen, Sachsen, Sachsen-Weimar, der Staat New-York und theilweise auch Schlesien und Grossbritannien (hier aber nur zum kleinsten Theile veröffentlicht) gleichsam als Beiträge zu meteorologischen Topographieen geliefert hat. Erst dann kann man mit Sicherheit auf die Ermittelung constanter Grössen in der Lage der Isothermen im vieljährigen Mittel eingehen; dann erst wird es möglich, die Abweichungen nebst den Gesetzen, nach denen sich dieselben richten, aufzufinden, wovon uns die Astronomie den besten Beweis liefert. Die Constanz der jährlichen Mittel oder die Unveränderlichkeit des Klimas eines Ortes in Bezug auf das absolute Wärmequantum, welches er innerhalb der jährlichen Periode erhält, kann, ungeachtet Schouw darüber eine höchst verdienstvolle Arbeit in seinem Vejrl. Tilst. p. 173 f. publicirt hat, keineswegs als erwiesen angesehen werden*). Nimmt man z. B. an, dass an den 5 dort erwähnten Punkten während der ganzen Beobachtungsreihe einerlei Instrument gebraucht wäre, so würden alle ohne Ausnahme eine Wärmeabnahme im vieljährigen Durchschnitt zeigen. Eben so wenig erwiesen ist die Behauptung, dass die jahreszeitlichen Temperaturen sich in der historischen Zeit geändert haben; denn man hat ganz übersehen, dass, während gewisse Pflanzen, Wein, Oliven etc., nach Decandolle, nach Süden hin zurücktreten, andere, z. B. Mais, die ebenfalls einer höheren Sommerwärme bedürfen, nach Norden vorgerückt sind; und wir bedürfen zur Erklärung solcher Veränderungen in den Culturgebieten von Pflanzen keineswegs der Annahme, dass die Sommer kühler, die Winter wärmer geworden sind, wenn wir auf die Umwälzungen in Handel und Industrie im Laufe der Jahrhunderte unsere Blicke richten.

Zum Schlusse dieser Erläuterungen über die Tabellen und der sich daran knüpfenden Bemerkungen in Betreff des Problems der Lage der Isothermen-Curven scheint es mir nicht unpassend, auf eine Untersuchung vorläufig hinzudeuten, welche mich seit längerer Zeit beschäftigt. Aus einer vergleichenden Zusammenstellung

---

wärmestrahlende Natur des Bodens einen grösseren Einfluss auf die mittlere Temperatur hat, als gewöhnlich angenommen wird.

*) Vgl. Jackson in Journ. of the Geogr. Soc. Lond. v. IV. 241, V. p. 7. Amer. Acad. Mem. 1833. p. 115 u. a. m.

von Beobachtungen in einerlei Zeiträumen von mehreren Jahren bin ich nämlich zu dem Resultate gekommen, dass, wenn zu irgend einer Zeit an einem Orte der alten Welt beträchtliche Depression unter oder Erhöhung des Jahresmittels über die aus vielen Jahren gefundene Temperatur vorkommt, gleichzeitig gewöhnlich, vielleicht auf der ganzen nördlichen Hemisphäre oder doch einem grossen Theile derselben, bis auf 151 Meridiangrade Abstand, dieselben Ursachen in jenen Perioden wirksam erscheinen. Und dies führte unmittelbar zu der Idee, dass für jetzt nicht mehr Beobachtungen von den verschiedenen Orten aus ganz verschiedenen Jahren oder Jahresreihen zur Zeichnung jener Linien benutzt werden dürfen, sondern dass wir, in unsrer Zone wenigstens, nur gleichzeitige Observationen dazu anwenden müssen, analog dem Verfahren, welches längst bei den Elementen des Magnetismus eingeschlagen worden, aber bisher hierauf beschränkt geblieben ist*). Nur auf diesem Wege kann gegenwärtig der vermuthete Zusammenhang der Aenderung in der Temperaturvertheilung auf der Erdoberfläche in Bezug auf die Lage der isothermischen Linien mit den Variationen des tellurischen Magnetismus ermittelt werden. Wie wichtig ist in dieser Beziehung gerade die Kenntniss der Aenderungen auf der südlichen Halbkugel, von der leider viele Beobachtungen nicht publicirt sind! Dass ihre Wärme geringer sei, als die der nördlichen, ist eine reine Hypothese; die Beweise sollen bald die Vegetation, bald die Polareis-Gränze, bald die Gränze des antarktischen Treibeises liefern. Aber wieviel Widersprüche finden sich hier bei den verschiedenen Reisenden! Die Ausgleichung der Temperatur der Jahreszeiten durch den Einfluss des weiten Ozeans hat diese Meinung hervorgerufen (vergl. King's Beob. am C. Hoorn; Voy. of Beagle 1835—6 etc.). Gehen wir auf eine Vergleichung der wenigen vorhandenen Zahlenresultate mit der nördlichen Hemisphäre ein, so finden wir, dass bis zum Wendekreis des Stein-

*) Auf diese Weise habe ich auch die oben mitgetheilten Resultate für Nord-Amerika erhalten, die zum Theil mit Kämtz's übereinstimmen; aber ich habe auch gefunden, dass in ausgezeichnet kalten oder warmen Jahren sich die isothermen Curven so verschieben, dass jene im Allgemeinen aus mehrjährigen gleichzeitigen Beobachtungen erhaltenen Resultate darin eine Modification erleiden, dass die concaven Scheitel entweder mehr nach W. oder nach O. rücken, und dass in manchen Jahren westlich von den Alleghanys ein zweiter convexer Scheitel auftritt.

bocks die mittlere Wärme durchaus nicht geringer ist, als in dem nördlichen Theile des amerikanischen Continents, und auch in südlicheren Breiten in Amerika scheint die Differenz weit geringer, als bisher angenommen worden. Wenn man das (nur nicht ganz zuverlässige) Mittel für die Falkland-Inseln und die guten Beobachtungen zu Port Famine mit Westeuropa vergleicht, so bestätigt sich dies ganz augenscheinlich, während sie in Vergleich mit Nord-Amerika sogar eine Temperatur haben, welche hier erst in einer dem Aequator um 10° mehr genäherten Breite vorkommt, und doch muss man Anstand nehmen, aus so vereinzelten Beobachtungen die Folgerung zu ziehen, dass die ganze südliche Hemisphäre, gerade umgekehrt, wärmer als die nördliche sei. — Ich hoffe, in der vorliegenden Arbeit einige Documente zur physischen Geschichte unseres Luftkreises geliefert und die Lösung so wichtiger Probleme erleichtert zu haben.

Die Literatur der Temperaturbeobachtungen ist für den vorliegenden Zweck vielleicht zu ausführlich angegeben worden; der Verfasser wurde jedoch dabei von der Ansicht geleitet, dass hiermit zugleich, durch einen kurzen Auszug aus einer mit vieler Mühe zusammengestellten Literatur der meteorologischen Beobachtungen überhaupt, eine beträchtliche Erleichterung für fernere, anderweitige Untersuchungen über die Wärme und meist auch andere meteorologische Phänomene verknüpft würde, und dies schien ihm wichtig genug, um selbst mit Aufopferung von einigem Raume diese Citate mitzutheilen.

Alle Zahlen für die mittlere Jahreswärme in den folgenden Tabellen sind der leichteren Vergleichung halber durch den Druck auffallend unterschieden.

Tabellen

über die mittlere Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche.

A. EUROPA.

I. Skandinavien und Dänemark.

Ort.	Nördliche Breite.	Oestliche Länge von Paris.	Höhe über d. Meere. Par. Fuss.	Mittlere Jahreswärme. ° Cent.	Zeit der Beobachtung, Berechnung und andere Bemerkungen. Winter- und Sommertemperatur.
Nordcap (Mageroe)	71° 10′	23° 30′	—	+ 0°.1	Etwa ein Jahr obs. v. Hell, Bayly, Dixon und v. Buch; von diesem ber. Reise II. Gilb. Ann. 41. Wahlenb. Fl. Lapp. p. XLVII. Wegen der Kürze der Beob.-Zeit, der versch. Beob. und fehlenden Angabe der Stunden sehr unsicher. $\left(\frac{W - 4°.6}{S + 6.4}\right)$. Wadaoë 70° n. 27½ ö.: −1°.3 v. Humb. l. isoth. Kirwan Est. Tp.
Alten	69 . 54	20 . 40	. . .	0 .0	1 J. Octbr. 183⅞ Std.? Spenersche Zeitung 1839. No. 72 (leider Fehler darin); Sommertemp.: + 9½°; kälteste Mon. (Febr.) — 12.°8.
Enontekis	68 . 40	20 . 0	1310	− 2 .7	Ueber 4 J. 1802—6 (nach Haapakyla zu niedr. Med.) obs. Grape. Mrg., Mitt. u. Abd., Std.? — Ebrenheim Clim. Rörlighet p. 30, Schouw., Eur. 117. — Ist der Angabe Wahlenberg's vorzuziehen. $\frac{W - 17.0}{S. \quad 12.6}$.
Saltdalen	67 . 0	12 . 40	—	+ 2 .0	1½ J. 1823—4 nach Evereat; aus d. Med. 2°.9 R. corr. Nicht zuverlässig nach Lessing: Reise d. Norw.

Ort.	N. Br.	Ö. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Ullensvang u. Malmanger					$6^0.35$. Auch Kämtz ber. a. d. 25 J. 1798—1822 in Mag. f. Natvid. 1824 II. p. 81: Jahr $7^0.2$, $\frac{W. - 0°.1}{S. \quad 15°.6}$, $\frac{k. - 0.7}{w. \quad 16.9}$ (Met. Tptaf.). Lage in einem sehr schmalen, von sehr hohen Fjelden eingefassten Fjorde.
Christiania	59° 54′	8° 25′	—	$5^0.4$	10 J. 1816—25 obs. Esmark u. Hansteen, nur von 1823 an sind d. Std. (8—9, 3 u. 11) angegeben. Nach Schouw spec. geogr. 41. $\frac{W. - 3°.8}{S. \quad 15 .3}$. $\frac{k. - 4.8}{w. \quad 16.4}$ Nahe 2 J. Mai 1807—9 obs. v. Wackenitz Std.? in v. Buch's Reise I. 83, sind nicht benutzt, weil d. J.-Med. nicht mit d. mon. Mitt. übereinstimmt.
Upsala	59 .52	15 .19	. . .	5 .3	83 J. 1739—69, Med. $= 5^0.3$; 1774—98, Med. $= 5^0.5$ u. 1799 bis 1825, Med. $5^0.2$: Zeit d. tgl. Extr.; berechnet v. Ehrenh. Nov. Act. Upsal. 1827.—30 J. 1774—1803 obs. Prosperin, Holmquist u. Schilling nach v. Buch Reise II. geben $5^0.6$; Kämtz nimmt noch hinzu 18 J. 1739—59 v. Celsius u. Hiorter (Schwed. Abh. 1757) u. findet J. $5^0.4 - \frac{W. - 3.9}{S. \quad 15.9}$ 30 J., $\frac{- 4.0}{15.8}$ (48 J.) $\frac{k. - 5.0}{w. \quad 16.8}$
Spydberg (Norwegen)	59 .38	. . . . .	400?	2 .9	3 J. 1784—86 obs. Wilse, Manheim. Eph., 7, 2 u. 9h. Therm. am Bar. im Freien.
Carlstadt	59 .23	11 .10	160	6 .3	10 J. 1815—24 obs. Söderberg 3mal tgl. Std.? Mitgeth. v. Forsell l. c. $\frac{W. - 2°.7}{S. \quad 16.2}$. $\frac{k.M. - 3.6}{w.M. \quad 17.5}$

Stockholm	59°21′	15°43′	125	5.7	65 J. a) 1758—1807 3mal tgl. nach Oefverbom in Vetenak Ac. Nya H. 1808 p. 294. Jahr: $5^0.6$ $\frac{W. - 3.7}{S. \quad 16.3}$; u. b) 1808—22: Jahr $5^0.7$, $\frac{W. - 3.5}{S. \quad 15.8}$, $\frac{k. - 4.3}{w. \quad 17.5}$ Ehrenh. Clim. Rörl. p. 39 (3mal tägl.) 1783—87, Manh. Eph., sind die einz. Jahre, wo d. Beob.-Std. nicht fehlen. Schouw spec. ph. g. n. Vejrliget Tilst. Danm. Aus Wargentin's Obs. 1756—72 2—3mal tgl. Jahresmed. $= 5^0.9$ Cotte Mém. I.; vgl. Ronnow's t. II. Std.? — $\frac{W. - 3.6}{S. \quad 16.1}$, $\frac{k. - 4.5}{w. \quad 17.6}$ (65 J.)
Gottland	57.48	16.5	...	8.7?	1817—22? Ohne nähere Angaben bei Forsell l. c. p. 47.
Göteborg	57.41	9.36	—	7.3	1787—1832 (46 J.?) 3mal tgl. Std.? ebd. $\frac{W. - 0°.3}{S. \quad 16.9}$, $\frac{k. - 1.1}{w. \quad 17.8}$.
Wexiö	56.53	12.25	450	6.9	34 J. 1786—1821 (1797 u. 99 fehlen) Std.? Ehrenh. Cl. R. p. 59.
Carlscrona	56.6	13.14	n. 0	7.8	Zeit? N. v. Humb. ligu. isoth. in Mém. d'Arc. t. 3. Tabl.
Lund	55.42	10.51	50	7.3	50 J. 1865—1812, 17, 18 obs. Heurlin etc. Morgen und Mittag. $\frac{W. - 1°.3}{S. \quad 16.7}$, $\frac{k. - 1.9}{w. \quad 17.4}$. Ehrenh. l. c. p. 66. Schouw Vejrl. p. 174.
Kopenhagen	55.41	10.14	n. 0	8.2	39 J. 1767—76, 82—88 (Manh. Eph. Med. $= 7^0.4$, 1798 bis 1809 u. 1814—23 oba. Bugge etc. z. versch. Std. Auf wahre Med. red. v. Schouw Vejrligets Tilstand i Danmark p. 88. 45 J. zw. 1767—1831 gehen auch (corr.) Jahresmed. $8^0.2$; 1800—23 M. $= 8^0.1$; 10J. im bot. Garten $8^0.1$ $\frac{W. - 0°.4}{S. \quad 17.3}$ $\frac{k. - 1.4}{w. \quad 18.2}$ (39 J.) $\frac{W. - 0°.5}{S. \quad 17.2}$ (45 J.)

Ort.	N. Br.	Ö. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Praestoe	55 .7	9 .43	n. 0	8 .0	10 J., 1794, 95, 98, 99, 1812, 19—23 obs. Badatüber 6—8, 2 u. 10^{h}, v. Schouw corr. Vejrl. Danm. $\frac{W. - 0°.3}{S. \quad 16 .2}$.
Apenrade	55 .3	7 .5	100	8 .3	14 J. 1812—20, 23—27 obs. Neuber $\frac{W. + 0°.8}{S. \quad 16. 3}$ (9 J.) Corr. Med. Collect. met. fasc. I. 189. Astr. Nachr. v. Schum. u. Schouw a. a. O.

II. Island und die britischen Inseln.

		W. Lge.			
Eyafiórdur (Island)	65 .40	22 . 0	—	+ 0 .0	2 J. Juni 18$\frac{1}{2}$ obs. Scheel u. Park um 8$\frac{1}{2}$, 1 u. 10$\frac{1}{2}^{h}$, corr. n. Leith. A. d. Manuscr. v. Schouw berechn. (Europa p. 118). Kämtz (a. Ann. of Phil. IX. p. 96) + 0°.2. $\frac{W. - 6°.2}{S. \quad 7 .4}$.
Reykiawik (Näs)	64. 8	24 .16	40	+ 4 .7	8 J. 1823—30 obs. Thorstenaon. In den letzten 14 Mon. Med. aus d. tgl. Extr.; früher 9^{h} Morg., corr. nach Leith u. Padua m. Berücksichtigung dea tgl. Spielraums. Aus d. Manuscr. ber. v. Schouw. Wegen der Lage des Orts vielleicht etwas zu hoch. Meyer findet aus Mackenzie's Beob. corr. + 3°.0 (Plant. Labrad. p. 111. $\frac{W—3°.0}{S. \quad 9 .7}$ (Meyer), $\frac{- 0°.9}{13 .1}$ (Schouw.)

Thorshavn (Far-Oer)	62 . 2	9 . 6	—	7 .1	3 J. 1781, 82, 98, 99 u. 1821 zu verschiedenen Stunden (im letzten J. unbek.), meist Sommer-Mon. Nach Svabo's Account of Faroe v. III. u. d. Orig.-Beob. v. Kuhn u. Trevelyan, v. Letzterem mitgeth. in Jameson Ed. Ph. J. 18. 154 u. einem bes. verbess. Abdruck (Florenz 1837). Watson hegt Zweifel a. d. Genauigk. d. Beob. D. Med. ber. aus Mg.- u. Abdbeob. u. für 8 u. 8^h corr. $\frac{W+3.9;\quad \text{corr. } 4.3 \text{ (nur 2 J.)}}{S.\ 13.0\ (4\text{ J.});\ \text{corr. } 12.2\ (\text{a. } 5\text{ J.})}$
Shetland (Unst)	60 .45	3 .21	—	7 .5	Nur 1 J. Juni 182$\frac{1}{2}$ obs. Scott, 7$\frac{1}{4}$ u. 8$\frac{1}{4}^h$ James. Ed. Ph. J. 1827. $\frac{W+4.1}{S.\ 11.9}$.
Wick (Caithn.)	58 .29	5 .25	—	7 .9	2 J. obs. Kenneth Mac Leay 1823 (10 u. 10^h) u. 1825 (7$\frac{1}{4}$ u. 8$\frac{1}{4}^h$). Leith. Corr. Ann. of Phil. LXIV. u. Phil. Mg. I. 341. Burney erhält durch eine andere Corr. 8°.3.
Elgin	57 .39	5 .41	. . .	8 .3	3 J. 1835—37. obs. Allan 8$\frac{1}{2}$ od. 9 u. 2$\frac{1}{2}$ od. 3^h; corr. n. Leith. James. Ed. N. Ph. J.
Banff Castle	57 .38	4 .50	60	9 .5	Nur 1 J. Nov. 183$\frac{1}{2}$, um 9$\frac{1}{2}$ u. 8$\frac{1}{4}^h$ Ed. Ph. J. N. XXIV.
Gordon Castle	57 .37	5 .28	90	7 .9	Lange Beob.-Reihe nach McCulloch. Zeit?
Inverness	57 .28	6 .32	—	8 .9	13 J. obs. May, Std.? Wird um 0°.6 zu hoch gehalten. Libr. usef. Kn. 2 J. 1830 u. 31. obs. Adam, 9$\frac{1}{2}$ u. 8$\frac{1}{4}^h$, M. 9°.3. Jam. Ed. Ph. J.
Huntly Lodge	57 .27?	5 . 9?	410	7 .7	Nach McCulloch Brit. Emp. ohne nähere Angabe.
Clunie (Pertsh.)	57 .12	4 .55	180	8 .2	28 J. a) 1809—20. obs. W. u. G. Macritchie um 9 Morg. und 11 Ab. Med. 7°.7; b) 1821—36 um 10 u. 10^h: Med. 8°.6. Nach Leith corr. James. Ed. N. Ph. J. 1832, 36. — $\frac{W.\ 3.1}{S.\ 15.1}$ (8 J.)

Ort.	N. Br.	W. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Aberdeen	57 . 9	4 .26	50	8 .8	Nach Innes' (Obs.) Mitth. an Bouvard; l'Inst. 1836. 8 J. 1823—30. Morg.-Beob. vor 8h geben $8^{0}.6$ $\frac{W. + 3^{0}.4}{S. \quad 14.3}$ James. Ed. J. 10 J. 1823—32: $8^{0}.7$ Geogr. of Gr. Brit. Lib. usef. Knowl. Fawside 56°58′ n. ?′ h $6^{0}.8$ nach Brewster Ed. J. 4. Zeit?
Rose Bank (Pertsh.)	56 .25	. . . . .	120	7 .7	Nur 1 J. 1815 tgl. Extr. Thoms. Ann. Phil. VII.
Perth	56 .24	5 .40	. . .	9 .0	9 Jahr, Obs. d. tgl. Extr. Libr. usef. Knowl. Geo. Gr. Brit. IV. p. 105.
Annat Garden (Pertsh.)	56 .24	. . . . .	160	8 .7	7 J. 1824—30; a. 10 u. 10h. London's Mag. Nat. Hist. 15 engl. M. von d. Küste.
Kinfauns Castle	56 .24	5 .39	140	8 .1	26 J. 1811—38 (ausser 1826 u. 31), die beiden ersten J. a. 8 u. 10h auf M. d. Extr. reduc.; dagegen 20 J. 1813—21, 24, 25, 27—30, 32—36 geben $8^{0}.4$; obs. Gray, Gordon tgl. Extr. Kämtz aus 8 J. $8^{0}.0$; Watson a. 12 J. $8^{0}.6$; 16 J.! zwischen 1815 und 36 geben auch $8^{0}.6$; $\frac{W. + 3.3}{S. \quad 14.3}$. — Jährlich im Edinb. Phil. J., Ed. J. Science, Thoms. Ann. Phil. u. Phil. Mag.
St. Andrews	56 .20	5 , 8	70	9 .1	8 J. 1821—28 obs. Jackson Med. a. 10 u. 10h. James. Ed. J. Oct. 1837, p. 407. $\frac{W. \ 3.8}{S. \ 14.9}$.

Dunfermline	56 . 5	5 .46	. . .	7 .4	20 J. 1805—24 uba. Fergus 9h Mrg., corr. n. Leith $\frac{W. + 2°.8}{S. \quad 13 .0}$ (18 J. corr.) Ed. Phil. J. 1825. p. 129.
Carbeth	56 . 0	6 .42	450	7 .9	4 J. 1817—20 obs. um 10h Morgens, corr. n. Leith Ed. Phil. J. vul. V. Trans. 1821. p. 394.
Leith	55 .59	5 .30	—	8 .8	3 J. 1820 obs. Waddell tgl. Extr. u. 1824 u. 25 stündlich, ber. v. Foggo u. Bell. Edinb. Soc. Trans. v. X. u. Edinb. Phil. J. IV.
Edinburgh (Canaan Cottage etc.)	55 .57	5 .32	220	8 .4	10 J. 1824—30, 34, 35 u. 37 obs. Adie, tgl. Extr. Ed. J. Science u. N. Ed. Phil. J. — Schouw curr. Playfair's Beob. 6 J. 1794—99 (Ed. Soc. Trans. IV. 213, V. 193) 8, 1—3 u. 10h zu $8°.9$ (Europa p. 118), doch ward nach Brewster sein Therm. durch Refl. erhöht; u. dieser setzt aus Miller's u. Adie's Beob. das Med. auf $7°.9$ herab (Ed. J. Sc. IV.) Macgowan's Beob. bei Edinb. 6 J. 1771—76 8h Mrg. u. Chimin. ud. Leith curr. geben auch $8°.5$ (Ed. Trans. I.) u. Schouw's Calc. in Vejrlig. p. 141. $\frac{W. + 3.5}{S. \quad 14.1}$. (7 J.). D. Jahresmittel aus jenen 22 J. zus. wäre $8°.6$. Tweedsmuir 1200′ h.: $6°.9$. 1 J. 1825 obs. Fairlie 7½ Mg. u. 8½h Ab. Edinb. Soc. Tr. f. 1826. p. 18.
Colinton House	55°.55′	5°.36′	370′	9°.8	1 J. Aug. 1827 uba. F(orbes) 8 u. 8h (corr. = 10°.0.)
Glasgow	55 .52	6 .37	. . .	8 .7	Zeit etc.? Nach Thomson in Libr. uf usef. Knowl.
Abbay St. Bathans	55 .52	4 .43	420	7 .5	1 J. 1837 tgl. Extr. obs. Wallace, corr. n. Edinb. 9 J. Beob.
Castle Toward (Argyllsh.)	55 .50	7 .18	110	8 .4	7 J. 1829—35 obs. Finlay aus 9 und 6h (Med. 8°.9) curr. nach Leith. James. Ed. J. 1834—36.

Ort.	N. Br.	W. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Lead Hills	55°.25′	6°. 8′	1200	6 .7	10 J. 1811—20 obs. Irving um 6 u. 1h. Ed. Phil. J. V. p. 219. $\frac{W.+0°.8}{S.\ 13\ .2}$. Applegarth M. 55° 13′ n. 5° 32′ w. 1 J. 1838 a. 9 u. 9h. 6°.3, cor. weg. d. Höhe 170 Fuss. James. Journ. p. 219.
Jesmond	55 ...?	. . . . .	200	8 .3	7 J. 1812—18 obs. um 9, 2 u. 10, n. Leith corr. Winch's geogr. Distrib. $\frac{W.+3.0}{S.\ 14.4}$.
Londonderry	55 . 0	9 .35	n. 0	9 .8?	1 J. 1800 obs. Patterson in Irish Trans. v. VIII. Catrine Works 2 J. 1830 u. 31: 10°.6 (Std. ?) James. Ed. Ph. J. 1832.
Carlisle	54 .54	5 .17	45	8 .6	24 J. 1801—24 obs. Pitt um 8, 1 u. 9 oder 10h (im Sommer etwas versch. Zeit). Nach Leith ist das Medium 0°.1 bis 0°.2 zu gross. Ed. Soc. Tr. v. XI p. 418. 1835 tägl. Extr. 9°.4. — $\frac{W.+3.0}{S.\ 14.1}$.
Keswick	54 .36	5 .28	240	8 .5	5 J. 1788—92 n. Dalton, a. 6—8, 12—1 u. 4 od. 6h obs. Crostwaite Manch. Mem. (Ess. 1793). Dalton setzt in der 2. ed. der met. Ess. d. Med. auf 7°.8 herab. Nach Watson: 8°.9 Zeit?
Whitehaven	54 .33	5 .55	n. 0	9 .4	1 J. 1835, a. d. tägl. Extr. Das kalte J. 1836 hinzuger., erniedrigt d. Med. auf 9°.0. James. Ed. J. XXI u. XXII.

Kendal	54 .17	5 . 0	130	8 .3	21 J. a) 7 J. 1788—94 um 6—8, 12—1 u. 9—10h obs. Dalton u Gough (Met. Ess. 2. ed. p. 21, Manch. Mem. IV. 501) u. b) 14 J. 1823—33 u. 35—37 obs. Marshall tgl. Extr. — Med. a. 12 J. 8°.5 Ed. J. Sc., Phil. Mag. u. Loudon's Mag. Nat. Hist. $\frac{W + 2.7}{S. 14.5}$ (11 J. Med. 8°.3.)
J. Man	54 .12	6 .50	....	9 .8	9 J. 1822—30 obs. Stewart, Med. a. 9h Morg. u. 11h Ab. (nach Leith wäre d. Med. noch um fast ½° zu erhöhen (Kämtz' Met. 8 J. als uncorr. ger.) Brewst. Ed. J. Sc. v. V. N. S. I. u. V. $\frac{W. + 5.9}{S. 14.1}$.
New Malton (Yorksh.)	54 . 8	3 . 7	85	8 .7	Nach Brewster Ed. J. IV. 9°.0. Watson giebt a. d. tgl. Ext. 6 J. 1818—24 nur 8°.6; a. 8 J. 1817, 19—25 obs. Stockton, erhalte ich ebenfalls nur 8°.7 Jährlich in Thoms. Ann. Phil.
Lancaster	54 . 3	5 . 8	n 0	9 .5	6 J. 1816—21 obs. Heaton jährl. in Ann. of Phil. nach Kämtz' Tptaf. $\frac{W. 3.6}{S. 15.3}$.
York	53 .57	3 .25	....	9°.0	25 J. obs. Jon. Gray Std.? nach Leith corr. Libr. usef. Knowl. nach Phillips.
Manchester	53 .29	4 .35	170 (270)	9 .0	35 J. a) Die zweite Höhe bezieht sich auf 8 J. Beob. 1821—28 tgl. Extr. 9°.0 (aus Manch. Mem. bei Watson l. c. p. 15); b) die andere H. auf Daltona Beob. 25 Jahr 1794—1818 um 8, 1 und 11h, deren Med. 8°.70 keiner Corr. bedarf; auch sind benutzt c) 1819 u. 20, Thoms. Ann. Phil. $\frac{W. + 3.1}{S. 11.9}$, $\frac{k. M. + 2.3}{w. M. 15.3}$ (33 Jahr.) Med. red. auf 170'.

Ort.	N. Br.	W. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Liverpool	53°.25′	5°.19′	. . .	9 .6	24 J. obs. Hutchinson Mittags, n. Plym. u. Leith corr. 1768 bis 92. Manch. Mem. IV.
Dublin	53 .23	8 .42	n. 0	9 .5	19 J. a) 1792—1808 obs. Kirwan. Wahrsch. Med. a. d. tgl. Extr. Irish. Acad. Tr. 1792—1808. Dasselbe Medium hat Brewster Ed. J. 1831; b) 1823 u. 24 Med. 9°.3 Dubl. Phil. Journ. I. — $\frac{\text{W. } + 4.5}{\text{S. } 15.2}$ (a. 15 J.) Nach Hamilton ist die Temperatur an der Westküste in in 45°48′ n. 9°.2.
Alderley (Chesh.)	53 .20	4 .40	. . .	8 .3	10 J. 1815—24 obs. Stanley um 8, 2 u. 10h nach Leith corr. Ed. Ph. J. XII. $\frac{\text{W. } + 2.7}{\text{S. } 14.9}$ (corr.)
Derby	52 .58	3 .50	160	8 .8	40 J. obs. Swanwick V. u. S. wahrsch. tgl. Extr. Thomson Ann. Ph., Lib. us. Ku.
Boston	52 .48	2 .25	?	9 .7	8 J. vor 1824 obs. Veall Std.? Nach Burney (Gosport dieselb. J. 11°.1) Ph. Mag. 65.
Lyndon	52 .32	2 .23	510	8 .9	15 J. 1771—85 obs. Barker gute Beob. nach Kirwan Estim. Temp. Cotte aus 4 J. unter jenen 9 .0; u. Brewster 9°.4 Ed. J. Sc. v. IV. Phil. Trans.
Great Malvern (Worc.)	. . . .	. . . .	. . .	8 .7	1 J. 1837 obs. Addison tgl. Extr. Met. Soc. Tr. vol. I. 1839.
Bedford	52 . 8	2 .50	. . .	10 .9	7 J. 1828—34 obs. Smyth tgl. Extr.; zu hoch? Geogr. Gr. Brit. (Libr. usef. Knowl.) $\frac{\text{W. } + 4.7}{\text{S. } 17.0}$.

Cheltenham	51 .55	4 .25	. . .	10 .3	4 J. a) 3 J. Nach Clarke's Influence of Climate etc. u. b) 1837 Met. Soc. Tr. I. Tgl. Extr.
Cork	51 .48	10 .35	n. 0	10 .6	Zeit? Nach v. Humb. McCulloch hat $10^{0}.7$.
Oxford	51 .46	3 .36	. . .	9 .4	8 J. 1816—23 obs. Robertson tgl. Extr. u. 10 u. 10^{h} bei Watson u. Ed. J. Sc. v. I. $\frac{W. + 2.8}{S. \quad 15.5}$ (6 Jahr.)
Epping (Ess.)	51 .42	2 . 5	370	9 .4	14 J. obs. um 8^{h} Morgens, Med. $8^{0}.7$ corr. u. Leith. Lib. usef. Knowl.
High Wycombe (Bucks)	51 .38	2 .55	. . .	7 .5	4 J. 1828—30 u. 37 obs. Tatem; 1828 Med. $8^{0}.8$ Loud. Mg. Nat. H. 1829 ff. Met. Soc. Trans. Lond. v. I.
Bushey Heath	51 .38	2 .41	520	9 .3	7 J. 1818—22, 24 u. 25 obs. Beaufoy tgl. Extr. Jährl. in Ann. Phil. v. Thoms. Nach Brewster (Ed. J. Sc. IV) soll das Medium $10^{0}.3$ sein. (Corr. wegen der Höhe?)
Swansea	51 .36	6 .17	n. 0	11 .1	1 J. 1837 obs. Gutch, 9 u. 5^{h}, Med. 12°1, corr. Ply. Tr. met. Soc. I.
London	51 .31	2 .26	100	9 .8	34 J. 1797—1830 obs. Howard tgl. Extr., darunter die letzten 24 Jahre bis 1830 zu Tottenham Green, Plaistow u. Stratford, deren Med. $9^{0}.6$ $\frac{W. + 3.0}{S. \quad 16.4}$ Clim. of Lond. 2. ed. I vol.; 10-j. Beob. 1763 bis 1772 von Will. Heberden um 8 und 2_{h} geben u. Leith corr. ebenfalls d. Med. $9^{0}.8$. Das 10-j. Med. d. Beob. um 2^{h} Mittag verbunden mit dem 20jährigen Medium des tägl. Minimums nach Ch. Cavendish's Beob. liefert d. Jahrestemp. $9^{0}.6$. Phil. Trans. f. 1788, p. 66. Die Beob. in d. apartm. der roy. Soc., welche durch d. Local. an der künstlichen Wärme der Stadt Theil nehmen, wozu eine günstige Lage

Ort.	N. Br.	Ö. Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
III. Niederlande und Belgien.					
Franeker	53°.20′	3°.12′	—	10°.3	13 J. 1771—83 obs. van Swinden 6, 10, 1, 2, 6, 10 corr. n. Plymouth und Salzuflen. Noch zu hoch, da v. Sw. mehrere Jahre alle Stunden am Tage obs. Ber. v. Wenckebach a. d. Orig. In den früheren Abdrücken sind viele Fehler! 11 J. v. jenen geben das (nicht corr.) Med. 11°.0, 1771—83: 10°.7 W. + 2.6; S. 19.6 v. Humb. l. ia., Cotte Mém. II. 338 fg. — Nat. Scheik. A. dl. V. Vgl. in Berghaus' Physik. Atl. I. die Lage der Isoth. von 10° und die folgenden holl. Orte!
Leeuwarden	53 .12	3 .30	n. 0	10 .0	3 J. 1776—78 obs. Bronwer Std.? Cotte l. c. p. 398. Zu hoch? Bruimwa's Beob. 1838 geben corr. 8°5; nach Haarl. auf vielj. Med. red. auch 10.2 Er obs. 4-stdl. 5mal. Alg. Letb. 1839.
Sparendam	52 .29	2 .50	n. 0	10 .2	4 J. 1777—80 obs. Engelmann Std.? Ebd. p. 556. Zu hoch.
(bei) Haarlem	52 .23	2 .18	—	10 .0	48 J. 1789—1836 obs. van der Bosch u. Veen, 8, 1 u. 10h Med. 10°.1, corr. n. Plym. u. Salzufl. nur 9.7; Wenckeb. Ber. l. c. 1789—1829 (41 J.): 9°.6 corr.; 1817—36 (20 J.): 10.05 corr.; W. + 2.9; S. 17.0; k. 1.1; w. 17.6 (1819—36, Med. 10.0) 1817—29 (13 J.): 10.00 cor. (vgl. Schiedam); 1831—36 (6 J.): 10 .07 corr. (vgl. Amsterd.) Aus d. jährl. Mitth. ber. i. Algem. Konst- en Letterbode, Miquel disquis. geogr.-bot. de plant. Reg. hat. distr. 1837 p. XV. — Zwischen dem Haarlemer Meer und „het Y".

Amsterdam	52 .22	2 .35	—	9 .8	14 J. a) 1779—86 u. b) 1831—36; a) obs. Mohr Med. a. 7, 2 und $10^h = 9^0.9$ b) van der Voort v. d. Soc. Felix Meritis Med. a. 8, 1 und $7^h = 10^0.8$ (vgl. Haarlem), nach Plym. u. Salznfl. corr. = $9^0.93$. Ber. a. d. Jaarboekje etc. — 5 Jahr 1779—83 ber. v. van Swinden geben uncorr. $10^0.9$! Cotte Mém. II. 199 (vgl. Franeker), v. Humb. l. ia. — 1759—64, 68—78 (17 J.) obs. Schaaf corr. Med. a. 8, 2 n. $10^h = 10^0.4$. Aus allen 31 J. folgt d. corr. Med. = $10^0.15$, die ersten 25 J. geben $10^0.2$.
Zwanenburg	52 .15	2 . 0	—	9 .7	64 J. a) 1743—79 M. unc. = $9^0.9$ (a. 7, 12 u. 10^h) u. b) 1809 bis 35 M. a. 7, 1 u. $10^h = 9^0.7$ Corr. u. Plym. u. Salzufl. Die Jahre 1780—1808 hinzuger., deren Med. a. 7, 2 u. $10^h = 8^0.85$ geben im 92jähr. Durchschn. (obs. Noppen, Engelmann, Bruning, Conrad u. seit 1809 de Leeuw) nur $9^0.4$ cor. Md.; dasselbe liefern 65 J. 1743—86, 88—1808; 1780—1835 (55 J.) nur $9^0.2$. — 37 J. 1743 bis 79 Med. = $9^0.8$; 28 J. 1780—86, 88—1808 Med. = $8^0.9$; 27 J. 1809—35 Md. $9^0.5$; alle corr. — A. 20 J. 1765—85 (Verhand. Haarl.) ber. v. Woltmann in Brandes Beitr. p. 8 wahres Med. nach Salzufl. und Leith = $10^0.3$ u. W. + 2.5; S. 17.9; 1736—75 (40 J.): $9^0.8$ (nach Cotte), $9^0.7$ (nach Wenckeb. Mitth. an Miquel l. c., Ply. u. Salz. Corr. = $9^0.6$ u. W. + 2.6; S. 18.9 (Corr.)

Ort.	N. Br.	Lge. P.	Höhe Par. Fuss	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Cambray	50.11	0.54 O.	200	11 .1	Zeit? v. Humb. l. is. Tréconrt's Beob. 1780—84: 11°,2 Cotte p. 293.
La Chapelle bei Dieppe	49.56	1.15 W.	n. 0?	9°,6	5 J. 1819—22 u. 1824 obs. Nell de Bréauté s. Mg. 9 u. Abd. 9h Bibl. univ. d. Gén. jährl.
Laon	49.34	1.17 O.	500	9 .4	2 J. 1783 u. 84 obs. Cambronne. Cotte Mém. II. p. 388.
Rethel	49.31	2. 2 —	400	11 .9	Ueber 2 J. 1777—79 obs. Télinge. Zu hoch. Ebd. p. 523.
Rouen	49.26	1.15 W.	160	10 .8	6 J. 1778—80, 83—85 obs. de la Cloture. Ebd. p. 531. W.+1.2; S. 19.0.
Soissons	49.23	0.59 O.	. . .	11 .9	2 J. 1778 u. 79 obs. Dieu. Ebd. p. 555.
St. Helier, Jersey	49.17	4.27 W.	n. 0	11 .7	5 J. Std.? W. ½° kälter, S. 1½° wärmer als in Penzance. Hooper Obs. on the Clim. and Diseases of Jers. 1837.
Metz	49. 7	3.50 O.	560	10 .3	10 J. 1825—34 obs. Schuster; d. Med. a. 9, 12 u. 3h nach Chimin. corr. (9h hat d. Med. 10°.2) Mém. l'Acad. de Metz t. 14—16; l'Inst. N. 160. (Humb. is.: 11°,6) B. Cotte a. 7 J.: 12°,5. Die J. 1825 bis 30 geben aus 9h Mg. 10°.1.
Montmorency	49. 0	0. 2 W.	430	10 .4	33 J., Humb. l. is. N. Cotte's Beob. 1765—1808: 11°,3, 1768—82: 11°.1. — W.+3,2; S. 19.0. Mém. s. l. Météor. t. II. p. 439 seq. vgl. t. I. p. 16. Beobzeit.: Sonnenaufg., 2 u. 9h (p. 532).
Chalons s. Marne	48.57	2. 1 O.	320	10 .3	Zeit? Humb. l. is.
Vire (Norm.)	48.50	3.15 W.	750	10 .4	6 J. 1775—80 obs. Delapolinière Cotte p. 593. W.+3,5; S. 17,0.

Paris	48.50	0. 0	200	10.8	32 J. 1806—37. Beob. d. tgl. Extr. auf d. Observ. 1806—26 geben ein nur um 0.°01 höheres Mittel. Bouvard Mém. l'Ac. t. VII. 326. Monatl. in Ann. de Chim.; Compt. rend. hebd.; Poisson Théor. math. Chaleur p. 463 u. Conn. d. tems (p. 1841). W. + 3.7; S. 18.1 (11 J.), 3.4; 17.7 (18 J., deren Med. 10.°5), 3.6; 18.0 (21 J.), 3.4; 18.1 (31 J. 1806—36).
Haguenau (Als.)	48.49	....	...	11.4	5 J. 1780—84 obs. Keller 3mal tgl. Mém. Cotte II.
Dieuze	48.48	6.47 O.	...	10.1	Levallois Ann. d. Mines 3. S. t. III. 629 nach Gehler W. Bd. IX.
Nancy	48.42	3.51 —	800	11.1	6 J. 1775—80 obs. Malllette Cotte p. 474. Soyer-Villemet setzt die Temp. auf 10°.4 (C?) Obs. s. quelq. plantes de France. 1828.
St. Malo	48.39	4.22 W.	—	12.1	Jahre? Humb. Fragm. Asiat. II.; in seinen L. is. a. 3 J. v. Bougourd 12.°3; 5 J. dieser Beob. 1777—79, 82 u. 83 geben 12.°6 Cotte.
Strassburg	48.35	5.25 O.	450	9.9	35 J. 1801—35 obs. Herrenschneider; 6—7, 12 u. 9—10h, geben wahres Med. Aus 18 J. (1806—23): 9.°8; Eisenlohr setzt 9.°7 in Gehler's Wörtb. 9. I. Tptaf. Mém. de la Soc. Strassb. (bis 1810) u. jährl. Résumé des Obs. météor. W + 1.4; S. 17.8 (15 J.), + 1.1; 18.1 (32 J. corr.).
Pontorson (Norm.)	48.33	....	...	12.1	2 J. 1782, 83. Cotte II. p. 516.
St. Brieuc	48.31	5.6 W.	300	12.2	8 J. 1778—85 obs. Bagot. Ebd. p. 533. (v. Humb. l. is.: 11.°3).
Chartres	48.26	0.51 —	480	10.6	8 Jahr, 1777—84, obs. Mahon. Ebd. p. 305.; v. Humb.: 10.°4. W. + 2.6; S. 18.2.
Brest	48.24	6.50 —	u. 0	14.1?	5 J. a) 1784 obs. Fusée-Aublet Std.?: 12°3; Cotte II. 277. u. b) 1821—24 obs. Guépratte aus Mg. u. Mittg. (Std.?): 14.°5.

Ort.	N. B. ° ′	Lge. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					Dies Med. hält G. wegen der Zeit noch um 0°.2 zu niedrig (?) Handschr. Mitth. d. Hr. v. Humb. **W.+9.0; S.20.1?** Aus der Vergl. dieser $\frac{W}{S}$-Temp. mit Paris, Strassburg, Jersey u. Penzance geht unzweifelhaft die Unzuverlässigkeit der neueren Beob. hervor. D. Jahrestemp. dürfte kaum 13° erreichen.
Étampes	48.21	0.10 W.	250	10.6	1 J. 1784. Cotte. v. Humb. l. is.
Mayenne	48.18	2.58 —	300	10.9	$2\frac{1}{2}$ J. 1783—85 obs. de la Rue. Cotte p. 422; v. Humb. is.: **11°.1.**
Troyes	48.18	1.44 O.	300	11.4	6 J. 1779—84. Nach Cotte p. 577 gute Beob. v. Boutiller u. Rondeau. Wahrsch. wegen der Std. zu hoch.
Denainvilliers (Gâtinois)	48.12	1. 3 —	510	10.7	30 J. 1748—78 obs. Duhamel, aus 8, 12—2 u. 11h; Med. **11°.1** nach Kämtz' Corr. Aus d. Mém. de l'Ac. bei Cotte p. 326. **W. + 2.9; S. 19.3.**
Mühlhausen	47.49	4.56 —	730	10.2	10 J. 1777—86 obs. Meyer, Std.? Cotte p. 471 u. Stat. gén. d. Dep. du Haut-Rhin 1831 p. 23. — Belfort 3 J. 1808—10 Std.? **9°,4** Ebd.
Vannes	47.40	5. 6 W.	—	11.0	2 J. 1784 u. 85 obs. Aubry. Ebd. p. 581.
Beaune	47.22	4. 1 O.	820	11.2	1 J. 1784. Ebd. p. 256.
Dijon	47.19	2.42 —	700	10.5	Zeit? nach v. Humb. l. is. Cotte aus 7 J. 1777—83 obs. Maret 11°.5 (p. 330) (Pouillet 10°.6 Phys. p. 491.)
Besançon	47.14	3.42 —	750	10.7	Zeit? v. Humb. l. is.; Cotte p. 263 a. 5 J. 1779—84 3mal tgl. obs. Meillardt **11°.2.**
Nantes	47.13	3.53 W.	n. 0	12.6	6 Jahr 1777—82 obs. Duplessis und Budan. Cotte II. p. 476. Humb. l. c. **W. + 4.4; S. 20.4** (zu hoch?)
Chinon	47. 9	2. 6 —	200	12.0	9 J. 1776—84 obs. Linsoier. Cotte II. p. 308.; Humb.: **11°,9 W.+ 3,8; S. 20.2.**
Cusset	46.36	....	...	11.9	4 J. 1776—80 obs. Desbrest; ebd. p. 319.

Poitiers	46.35	1.59 W.	300?	12.4	Zeit? v. Humb. l. i. Bei Cotte p. 510 aus 10 J. (1776—85) obs. de la Mazlère $11^0.7$; vgl. p. 539. St. Maurice in denselben Jahren 46½° n. Br.: $10^0.9$.
Luçon	46.27	3.20 —	...	12.6	4 J. 1777—80 obs. Baron u. Bouquet. Cotte p. 406.
Macon	46.18	2.30 O.	490	10.7	4 J. Trav. Soc. d. Sc. d. Mâc. 1821 p. 56.
La Rochelle	46. 9	3.28 W.	30	11.7	11 J. a) 9 J. 1783—91 obs. Seiguette Manh. Eph. bei Cotte u. b) 1781—84 obs. Fleurlan de Bellevue um 7, 2 u. 11h, deren Med. $11^0.8$. Fleur. d. B. Not. Stat. a. l. Char. Infér. 1837. p. 3. **W. + 4.8; S. 19.2** (9 J.)
J. d'Oléron	45.56	3.32 —	—	14.6?	3 J. 1777—79 obs. Fusée-Aublet. Cotte p. 485. Vgl. Brest!
Clermont	45.47	0.45 O.	1250	10.6	7 J. 1806—13 obs. Ramond, Mittags. Mém. de l'Inst. 1812 p. 49.; auf wahres Med. red. mittelst d. Differenz des Mittags-Med. u. des Mittels der tgl. Extr. zu Paris; Schouw Europa p. 120. Cotte hat $10^0.7$; 1776 u. 84 obs. Albared u. Segretier geben $11^0.4$. Cotte II. 311.
Lyon	45.46	2.19 —	480?	13.2	Zeit? v. Humb. l. is.
Vienne	45.33	2.33 —	400	13.1	6 J. gute Beob. 3mal tgl. (Std.?) v. Revolat. Cotte p. 590 **W. + 3.7; S. 22.1** (v. Humb. J. = $12^0.8$).
Bordeaux	44.50	2.55 W.	—	13.9	Mont-Dauphin 44½° n. u. 2770′ h. $11^0.1$ a. 2 J. 1784 u. 85. Ebd. p. 435. 10 J. 1775—84 obs. Guyot u. de la Mothe Std.? Cotte p. 268. v. Humb. hat $13^0.6$, Pouillet (Phys. p. 491.): $13^0.5$ — **W. + 6.2; S. 21.7.**
Joyeuse	44.28	1.55 O.	600	14.0	1827 obs. Tardy de la Brossy. Bibl. univ. t. XXXVII. 3.
Tonains	44.25	2. 2 W.	...	12.7	Viviers 4 J. 1777—80: $13^0.0$. Cotte.
Rhodez	44.21	0.14 O.	450	13.9	1 J. 1784 obs. Laperche. Cotte p. 571. v. Humb. l. is. Cotte 4 J., obs. Flaugergues: $10^0.1$. II. 524.

Ort.	N. B. ° ′	Lge. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr. Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					St. Paul (Dauph.) 44°.21′ n., a. 3 J.: 12°.1. Ebd.
Alais	44.7	1.44 O.	410	15.4?	26 J. Std.? Obs. d'Hombres Firmas. Bibl. univ. 1828 u. 30; im Jahre 1823 gab derselbe an J. 15°.5, 1802—9 nur 15°.2. W.+6.2 (28 J.); S.25.7.
Montauban	44.1	0.59 W.	550	13.1	Zeit? v. Humb. l. is. W. 5.9; S. 20.7.
Avignon	43.57	2.28 O.	60	14.6	25 J. 1802—26 obs. Guérin um Sonnenaufg. u. 2h 1802—5: 14.3; 1802—12 14°.5. W.+6.1; S.23.3. N. Schouw's Europa. Més. bar. d. Alp. franç. p. 121. D. Edinb. Journ. of nat. Sc. giebt a. 27 J.? 14°.4 an. — Mont Ventoux 5880′, a. einig. Beob. (unsicher) ber. zu 1°.6; Carpentras 310′ h. 14°.8. Ann. Sc. nat. t. 10.
Nismes	43.51	2. 1 —	100?	15.7?	5 J. 1778—80, 84, 85 obs. Baux u. Rasoux Mg. u. Mittags, wegen Localeinflusses zu hoch. Cotte II. p. 480 (Fischer's Montpellier: 16°.2). Aus 16 J. 1767—85: Med. = 16°.2 Std.? Locale Erwärmung durch die Lage an d. Berge? Topogr. de Nismes par Vincens p. 160.
					Caatel Sarras 43°.50′ n. Br.: 14°.0 (1784 obs. Ressayré Cotte 298.)
Tarascon	43.51	2. 1 —	...	15.5?	5 J. 1775—79 a. 2 tgl. Beob. v. Laudun. Cotte p. 563.
Dax	43.43	3.24 W.	130?	13.7	5 J. 1780—84 obs. Dufau 2—3mal tgl. Std.? Cotte p. 322 (v. Humb.: 12°.3) W. 6.7; S. 20.3.
Arles	43.42	2.18 —	—	14.6	2 J. 1783 u. 84 obs. Bret. Cotte 204; v. Humb.: 15°.
Toulouse	43.36	0.54 —	470	12.7	7 J. 1818—24 obs. Marqué Victor 5 bis 7mal tgl.; aus 9 u. 9h (oder 6 u. 3h) corr. nach Padua. Gounon's Obs. 1784—88 geben 14°.1: dagegen 8 J. 1814—22

				v. d'Aubuisson u. Asslot 12°.1. — Zu Port St. Étienne auf Befehl d. Admin. du Can. d. Midi von 1813—24 angestellte Beob. geben 13°.9 (Mittags fand eine locale Erwärm. statt; nur ⅓ des Jahres sind Regentage!) Mém. Acad. Toul. t. I. p. 94. W.+5.2; S. 19.9 (7 J.).
Montpellier	43.36	1.32 O.	100	14.1	14 J., obs. Gergonne 1806—17, 19, 28 Std.? Statist. d. Départ. u. Ann. de l'Hérault. Nach Marcél de Serres 16°.7 oder 17°? Die Beob. v. Mourgue 1774—85 (11 J.) geben 15°.2 oder 15°.6; v. Humb. a. 10 J. 15°.2 (Risso's Eur. mér.) Cotte Mém. II. 465. W.+6°.7; S. 24.3 (11 J. ältere Beob.).
Aix	43.32	3. 6 —	600	13.5	1 J. 1776 obs. Morin. Cotte p. 195. v. Humb. l. is. 13°7.
Marseille	43.18	3. 2 —	140	14.7	40 J. a) 16 J. 1777—92 obs. Sylvabelle, Manh. Eph. 7—8, 2—3 u. 9—10h, Humb. l. is.; Med. = 14°.8; b) 20 J. obs. Thulis u. Blanpain 1796—1815 Std.? Med.=14°.7; c) 1823—25, 38 obs. Gambart etc. Zeit d. tgl. Extr. 14°.0 cor. Contemps. 1827. l'Inst. Bei Cotte s. 9 J. Md. = 15°.0 u. W.+7.5; S. 22.5; 1745—78 Med. = 16°.3; Firmas setzt auch zu hoch 16° (vgl. Alais). Noch zu hoch? Zeit? v. Humb. l. is. Bei Cotte 2¼ J. 12°.1 (p. 526.)
Rieux	43.14	1.10 W.	...	14.0	
Oléron	43.11	2.57 —	650	13.2	4 J. 1782—85 obs. le Roy. Cotte II. 484. Schouw spec. geogr. phys. p. 51. W. +5.7; S. 21.4.
Toulon	43. 7	3.36 O.	76	15.6	11¼ J. 1823 bis Juli 1834 a. Beob um 1h Mittag, deren Med. = 18°.4. Alte Beob. v. Barberet 2 J. 1778 u. 79 geben 16.7; 3mal tgl. — Bérard Descr. nant. d. Côtes de l'Algérie p. 61. Vgl. Nizza (Ital.). 33 J. 1749—81 obs. Burel tgl. Extr. wahrsch., aber in der ☉, geben nur 14°.4. Villeneuve Stat. d. B. du Rhône I.

Ort.	N. B. ° ′	Lge. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Perpignan	42.42	0.34 O.	160	15.5	6 Jahr 1777—84 versch. Beob. Std.? Cotte II. 503. v. Humb. l. is. Schouw l. c. W. + 7.2 ; S. 23.9.
Mont-Louis (Rouss.)	42.30	0.20 W.	4900	6.5	5 J. 1780—84 3mal tgl. Std.? obs. Barrera. Cotte II. 437. W. — 0.3; S. + 13.9.

V. Norddeutschland.

		Ö. L. P.			
Tilsit	55.4	19.33	...	6.9	17 Jahr 1820—36 obs. Heydenreich, 6, 2 u. 10^{h}; W. — 3°.2 ; S. 16.7 (cor. Leith, Salz.) Vat. Arch.
Dorf Krockow	54.46	15.49	...	7.4	1 J. 24 Oct. 18$\frac{3}{4}$ aus 5 tgl. Beob.; corr. nach den 24j. Beob. zu Danzig, um die j. Abweichung zu eliminiren. Strehlke Pogg. 35.
Königsberg	54.43	18.10	60	6.5	24 J. 1799—1822 obs. Sommer; 3 Beob., die sehr nahe das wahre M. geben. Astron. Nachr. II. 25. W. — 3.3 ; S. 15.9.
Danzig	54.21	16.18	45	7.7	22 J. a) 1807, 10—12 obs. um (8 oder) 7, 2 u. 10^{h}, nach Salzuffeln corr. Med. = 8°.0; b) 1813—30 (18 J.) um 6, 2 u. 10 obs. Krefeld wahres Med. = 7°.6. Gewöhnlich wird als 24j. Med. (1808 u. 9 eingeschl.) = 7°.8 angegeben (Bergh. 3 Sendschr. 66 u. a.), dabei ist aber weder die Abweichung der Stunden in den ersten Jahren, noch die fehlerhafte Berechnung der mon. Mittel in d. J. 1808 u. 9 berücksichtigt, indem hier wenigen Beob. des Mittags gleiches Gewicht mit denen Mg. u. Abds. beigelegt ist; auch zeigten sich mehrfache Abweichungen in den einzeln. Mitt. im 1. Hefte des II. Bd. d. neuesten Schr. der naturforsch. Ges. zu Danz. 1826. von

Braunsberg	54.19	17.34	70	6. 6	denen in dem vollständ. Beob.-Journ. in d. folg. H. 1831 berechneten! W. — 0°.7; S. 17.0 (1807—24 v. Schouw für 6, 2 u. 10h? corr.), — 1°.4; 16.5 (1813—30 n. Salzufl. corr.). — 81 Jahre d. Beob. v. 1739—52 Hanow um 12 u. 12h, bis 1788 Reinick um 7 u. 9—10h, bis 1819 Füllbach u. Kleefeld 6—7 Mg. (?) u. 10h Ab. geben mit Berücksichtig. des etwas willkürlich den versch. Obs. von Westphal beigelegten Gewichtes (Neueste Schr. I. p. 56.) ebenf. das corrig. Med. 7°,7, was mit dem obigen aus 22 J. gut übereinstimmt und als 92-jähr. M. angesehen werden kann.
Stralsund	54 19	10.47	50	8. 1	7 J. 1827—32 u. 36 obs. Feldt, a. 8, 12 u. 10h. Jahresber. d. schles. Ges. f. vat. Cult. 1834. p. 60. Richter preuss. Prov.-Bl. Pogg. XLI. 541. W. — 4°.4; S. 16.4 (6 J.) 11 J. 1827—37; Med. 9°.0; corr. n. Salzuf. u. Apenr. Bergh. Vorb. phys. Atl. 3. giebt 8°.5 (n. Leith?) an. — 8 J. 1827—34 obs. Nizze um 8, 12, 2, 6 u. 10h, corr. n. Leith: 8°.2 nach Bergh. 3 Sendschr. etc. an v. Humb. (in seiner Länderkunde 8°,0)
Greifswalde	54. 4	11. 4	...	8. 6	W. — 1°.1; S. 9.4. Nur 1 J. 1825 tägl. Extr. Handschr. Mitth. des Hr. v. Humb.
Starkenhorst (bei Swinemünde)	53.54	11.57	—	8. 6	9 J. 1826—Sept. 35, um 8, 12, 2, 6 u. 10h corr. Mittel. obs. Starke. Bergh. l. c. p. 64. W. — 0°.6; S. 17.7.
Cuxhaven	53.53	6.24	—	8. 6	18 J. 1793—1810 obs. Woltmann; nach Buek corr. Hamb. Kl. p. 26. W. + 0°.5; S. 16.8.
Hamburg	53.33	7.38	60	8. 9	19 J. 1807—25. Obs. Willerding, 8 u. 2h, auf wahre Med. red. W. + 0°.3; S. 17.6 (corr. v. Schouw), + 0.4; 19.0 (Kämtz), 5 J. 1820—24 v. Harris u. Campbell (Zeitg.) mit einem Six-Th. geben dasselbe J.-Med. Buek l. c. 23.
Flotbeck	53.32	7.40	n. 0	9. 4?	Nach v. Voght obs. (1814—29)? Std.? Ohne nähere Angabe in Bergh. Ann. III. aus Bibl. univ. t. XLIII.; aus den jahreszeitl. Med. Zu hoch. W. + 0,3; S. 17.6.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Neustrelitz	53.22	10.43	270	8. 6	5 J. 1829—33 obs. Prozell 8, 12, 2, 6 u. 10h; nach Leith corr. v. Bergh. in 3 Sendschr. p. 64. W.—0.7; S.17.3.
Prenzlow	53.18	11.25	130	9. 4	4 J. 1832—35 obs. Meinicke um 8, 12, 2, 6 u. 10h. Corr. Media (Leith) v. Bergh. a. a. O. (Ländkde Temp.-Tab. 9°.6); wohl zu hoch. W.+1°8; S.18.3.
Lüneburg	53.15	8. 4	180	9. 2	12 J. 1813—24 obs. Münchmeyer a. 2 Beob. auf Med. red. Schübler Met. Temp.-Taf. (Buek l. c. findet aus diesen Jahren 9°.0.) W.+1.0; S.17.3.
Perleberg	53. 5	9. 1	290?	8. 8	4 J. 1827—30 obs. Engelhardt 5mal tägl. 8, 12, 2, 6 u. 10h, Leith. Corr. Bergh. 3 Sendschr. W.—0.5; S.18.0.
Thorn	53. 1	16.17	120	8. 3	1 J. 1825. Std.? Bergh. l. c. Med. 8°.8, nach Danz. 24-j. Beob. corr. Derselbe giebt 1825 obs. Erdemann 9°.4 (Annal. XVII. p. 560.) u. Ldk. (Jahre?) 8°.2 u. W.—0.3; S.16.5.
Königsberg (Neumark)	52.58	12. 7	110	8. 5	1 J. 1828 obs. Geissler 5mal tägl. corr. bei Bergh. l. c.; wegen der Abweich. des Jahres nach den Berliner Beob. corr.
Wriezen	52.43	11.48	70	8. 3	1 J. 1828 obs. Ulrich. Med. = 9°.1 aus 8 zweistdl. Beob. (h?); nach Leith u. der Beob. Reihe z. Berl. 1821—34 v. Berghaus corr., 3 Sendschr. Ulr. Besch. d. Stadt Wriezen p. 324. Einfl. des Oderbruches, bestätigt durch Erschein. d. Veget.
Tangermünde	52.33	9.39	130	9. 5	5 J. 1821—25 obs. Stöpel 8, 12, (2), 6 u. 10h. Kretschm. Zeitschr. I. Nach Salzufl. corr. In Stöpel's Tangerm. p. 17. steht 10° (? J.), vgl. Magdeb. Zeitg. 1835.
Berlin	52.31	11. 3	110	9. 1	15 J. 1821—35 tägl. Extr. obs. Mädler. Derselbe Med. geben 1824—35 (Astr. Jahrb. (1839 p. 308.) u. 100 j. Beob. (Bergh. Ann. XII.). Aus 85 J. vor 1821, 8°.94 (8, 1 u. 11h bes., versch. Beob. namentl. Gronau; vgl. Mag. d. Ges. naturf.

Minden	52.18	6.35	200	9. 2
Braunschweig	52.15	8.12	300	9. 9
Rinteln	52.11	6.43	180	9. 4
Salzuflen	52. 5	6.25	300?	9. 3
Münster	51.58	5.18	190	9. 5
Clausthal	51.49	8. 0	1750	4. 9
Brocken	51.48	8.17	3500	+1. 0
Sagan	51.39	12.59	380	8. 8
Göttingen	51.32	7.36	480	8. 3

Freunde z. Berl. 1807 p. 132.; fg. Jhrgge); aus $13\frac{1}{4}$ J. aelt 1821: $8^{\circ}.85$ tgl. Extr. obs. Mädler in Prov. Blätt. f. Brandenb. 1834 p. 51. 25 J. 1801—21 obs. Gronau (8, 1 u. 11^{h}) u. 1822—25 (Ext.) $8^{\circ}.6$; W. -0.7; S. 17.6. Aeltere Berechn. setzen die Tp. herab auf $8^{\circ}.1$ (in Schübler Met.) u. $7^{\circ}.9$ (Kämtz' Taf.). Mädler Vers. einer tab.-graph. Darst. d. Witt. Berl. 1825, 27 u. d. neueren Beob. L'Instit. 1836 N. 178. W. $-$ 0.6 ; S. 17.8 ($13\frac{1}{4}$ J.), -1.0 ; 17.2 (20 J. corr.), -1.2; 17.9 (25 J.). 10 b. 38, J.: $8^{\circ}.7$; $\frac{-W.-0.9}{S.\ 18.0}$ Schum. Jhrb.

5 J. Sept. 1814—19. Hertha I.

3 J. 1824—26 obs. Thomas tgl. Extr. Mitgeth. v. Lachmann Flora Brunsvic. I.

3 J. 1823—25 obs. Garthe, 8, 12 u. 10^{h}, aus d. gleichzeit. Beob. zu Salzufl. zum 16-j. Med. (1822—37) corr. Bergh. Ann. 17. Bd.

16 J. 1822—37 obs. R. u. W. Brandes. Wahres Medium. Bergh. Ann. 17. p. 533. W. $+1.5$; S. 17.3. k. M. -0.6; w. M. 18.1.

9 J. 1818—26 obs. Roling, 6, 2, 10^{h}, geben wahres M. W. $+2.0$ ($+1^{\circ}.9$ corr.) S. 17.0 (desgl. corr.) Mitth. des Hrn. Humb. Abhandl. der ärztl. Gesellsch. zu Münster. 1827.

10-jähr. Beob. Ohne nähere Angabe in Zimmermann's Harzgeb. Th. I.

1 J. 1838 obs. Nehse, 6, 2 u. 10 ^{h}. (Berlin's Med. $=7^{\circ}.0$, also viel zu niedrig.)

7 J. Beob. in d. Manh. Eph. nach Schön's Wittr. W. $-$ 2.6; S. 18.2.

Zeit? Mayer nach v. Humb. l. isoth. Tabl. W. -0.9; S. 18.2. — Dasselbe Jahresmittel setzt Harding nach späteren Beob. auf dem Observat. (Zeit? Ist es aus den Mg.-Beob. 8^{h} her., so ist es um $0^{\circ}.4$ zu klein); seine Beob. in der Stadt geben dagegen $9^{\circ}.4$ (Std.?). Hdschr. Mitth. d. Hrn. v. Humb.

Ort.	N. B. ° ′	P. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr. Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Halle	51.30	9.38	340	8. 5	5 J. 1819—23 (ausser Juni — Aug. 1823) obs. Winckler Gilb. Ann. 1819 fg. nach Chimin. v. Schouw (Vejrl. Danm.) corr. Nicht ganz sicher wegen der Beob.-Local, $9^0.2$ hat Muncke Gehl. W. 9. I; $9^0.5$ Ehrenheim. (Zeit?)
Leipzig	51.20	10. 2	320	9. 9?	2 J. 1821 u. 22 obs. Schmidel, 8, 1 u. 10^h. Corr. wegen der Beobzeit und der Abweichung nach den Mitteln für Berlin. Zu hoch. Vergl. Stat. Mitth. Sachs. XI.
Elberfeld	51.15	4.50	400	9. 1	12 J. 1818—29 obs. Rauschenbusch; 8, 2 u. 8^h Med. $10^0.0$ corr. nach Pad. und Leith, mitgeth. v. Benzenberg in Kastn. Arch. V.; her. v. Förstemann. Bergh. Ann. V. 327. W. +2.3; S. 15.9 (corr. Med.)
Düsseldorf	51.14	4.27	150	9. 5	9 J. 1810—1818 obs. Rösaeler, um 8, 2 u. 8^h; Kastn. Arch. 5. Bd. Corr. nach Padua u. Leith. Bergh. Taf. hat $10^0.6$ (Mädler im Düsseld. Wochenbl.).
Meissen	51.10	11. 6	350	8. 8	2 Jahre, Corr. a. 11.2, Mittagsbeob. v. Wunder. Unsicher. (Bergh. Annalen: $9^0.6$.) Nach Bergh. Länderkunde. 4. Bd. Stat. Mitth. XI. Mühlhausen 51° 13′ u. 8° 9′ ö., 645′ h. 1 J. 1837 (stdl. Beob.): $8^0.0$; Med. v. März $18\frac{37}{38}$ nur $6^0.6$. Obs. Graeger. Pogg. 46.
Breslau	51. 6	14.42	430	8. 1	18 J. 1812—1829 obs. Jungnitz, a. 6, 2 u. 10^h. Mitgeth. in Bergh. Ann. 1830. Prudlo Schles. Höhenmess. 1837. — Nach Göppert (Wärme-Entwickl. p. 69.): $8^0.3$.–W.–1.0; S. 17.3 (10 J. corr.).
Dresden	51. 3	11.23	370	8. 3	11 J. 1827—37 obs. Lohrmann um 6, 9, 12, 3, 6 u. 9 h, auf wahre Med. red. Bergh. Ann. a. 9. J.: W.–0.7; S. 17.9. — 24 J. 1812—35 obs. Winkler, Wiemannn und Lohrmann geben $9^0.4$ unc.! Bergh. 3 Sendschr. Stat. Mitth. Sachs. 1839. Liefr. XI.

Schöndorf	51. 1	9. 0	1000	7.5	10 J. nach Schrön's Mitth. Wahres Med. Schübl. Met. Temp.-Taf. W. – 2.4; S. 16.0 (Beob. d. met. Vereins in S.-Weimar (1822–27 geben 9°.1.)
Eisenach	50.59	8. 0	680	7.5	1822–27 (nur ein kalter Winter) geben 9°.15; nach 10-jähr. Beob. in Schöndorf verbess. Kastn. A. 25.
Erfurt	50.59	8.42	640	9.0	17 J. a) 8 J. a. Manh. Eph. in Schübler Met. Taf. und 1817–25, beob. um 8, 2 u. 10, nach Chim. corr.; in Bergh. Ann. I. W. – 0.5; S. 18.6 (8 J.).
Weimar	50.59	9. 0	650	9.7?	6 J. 1822–27 (nur ein kalter Winter! Med. 10°.3 Schrön met. Beob. in S.-Weimar. Corr. nach Jena f. 10 J., desshalb etwas zweifelhaft. v. Hoff Höhenmess. in Thür. I. p. 127. Bergh. Ldk. IV. p. 364. giebt 8°.9.
Wartburg	50.58	7.58	1270	7.9	6 J.? (9°.1) Desgl. Eben so corr.
Gotha	50.57	8.23	950	7.3	8 J. 1829–36; zu niedrig? 4 J. 1828–32: 8°.4; obs. v. Hoff; Sonnenaufgang, 6, 8, 2 u. 8; wahres Med. Kastn. Arch. VI. etc. Bergh. Ann. W. – 1.3; S. 15.5.
Jena	50.56	9.17	500	8.7	13 J. 1822–35 obs. Schrön 8, 2 u. 8; auf wahre Med. red. th. von Schübler Met. Taf.; Met. Beob. in Sachs.-Weim., Kastn. Arch., N. Act. Acad. Leop. Car. XVII. sq. W. – 0.7; S. 16.4 (10 J. Sch.). Altstädt: 430′, 1822–27?: 10°.7, corr. wie Weimar 9°.3.
Weesenstein	50.56	11.31	520	8.0	3 J. 1830–32 Mittagsbeob. v. Lohdins, nach Chim. corr. Bergh. Ann. 17. Stat. Mitth.
Freiberg	50.55	11. 0	1240	7.2	9 J. 1829–37 obs. Reich, 9, 12 u. 3 auf wahre Med. red. Bergh. Ann. 17. W. – 1.8; S. 15.8 (7 J.). Stat. Mitth. XI.
Zittau	50.54	12.28	760	7.6	10 J. 1828–37 obs. Dreverhoff um 9, 12, 3 u. 9h, 1828: 8, 12, 2 u. 10h. Auf wahre Med. red. a. 8°.2. Stat. M.; Bergh. Ann.: W. – 1.0; S. 16.6 (9 J.).

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Chemnitz	50.51	10.35	930	8. 2	1 J. 1830 Mittagsbeob. Bergh. Ann. 7; nach Salzuflen corr. (zweifelhaft). Das J. 1825 giebt corr. n. Salz. $9^{0}.3$ obs. Kretschmar. Zeitschr. f. Met. I. Vergl. Stat. Mitth. XI.
Arnstadt	50.50	8.37	900	8. 2	10 J. 1823—32 obs. Lucas um 8, 2, 8h nach Salzuflen corr. Kastn. Arch. VIII. W. −0.8; S. 17.8 (corr.)
Marburg	50.48	6.30	710	8. 8	12 J. 1817—28 obs. Gerling (in versch. Std.) tgl. 3mal; von Berghaus auf wahres Med. red. Ann. 17. W. + 1.3; S. 16.6.
Altenberg	50.45	11.23	2320	6. 4	5 J. 1830—34 obs. v. Holtzendorf, Schütz u. Pilz um 9, 12 u. 3. Auf wahre Med. red. v. Bergh. Ann. 17. W. −3.5; S. 12.2.
Ilmenau	50.41	8.37	1420	8. 8?	6 J.? Wie bei Weimar. Bergh. Ldk. IV. p. 364 nur $7^{0}.3$.
Lichtentanne	50.41	10. 6	1010	7. 9	1 J. 1830 Mittagsbeob. corr. nach Salzuflen. S. Chemnitz.
Meiningen	50.35	8. 4	900	8. 0	Frankenheim: 2300′ b. 1825: $7^{0}.3$; f. 10. J. (n. Arnstadt) corr. $6^{0}.3$. Zeit etc.? Bergh. Temp. Taf. (Länderk. I.)
Annaberg	50.35	10.41	1800	7. 0	Zeit etc.? desgl.
Fulda	50.34	7.24	830	8. 3	11 J. obs. Steller nach Schübl. Taf. Met. W. −2.6; S. 18.7.
Oberwiesenthal (Erzgeb.)	50.25	10.38	2780	4. 1	5 J. 1830—34 Mittagsbeob. v. Axt, corr. — Bergh. Ann. 17. Stat. Mitth. XI.
Köthen	50.22	7.30	...	9. 6	1 J. 1826; wegen d. Abweich. d. J. corr. ist d. Med. 10.0? Jahrber. d. phys. Ver. z. Frankf.
Koburg	50.15	8.38	680	7. 8	v. Hoff Höhenmess. in Thüringen 1833. p. 127.
Pless	49.58	16.20	820	8. 9	2 J. obs. Schäffer ($8^{0}.3$) mitgetheilt von v. Sydow Karp.; corr. nach den gleichzeit. Beob. in Breslau f. 18 J. (unsicher).
Troppau	49.46	15.35	800	9. 1	Nur 1 J. 1827. Std.? Kastn. Arch. XV. p. 197. Nach Sommer Oestr: $8^{0}.4$.

Schluckenau	51. 1	12. 7	990	7. 9	4 J. 1830—33 obs. Bnrggr. Holfeld. Scheint nicht mehr znr klimat. Gruppe Böhmens zu gehören.
Rumburg	50.57	12.13	1140	7. 0	Mehrere J. obs. Melzer, nach Sommer's Böhmen I. — 1826 u. 27 geben 7°.6.
Tetschen	50.47	11.52	290	8. 7	4 J. 1830—33; 1829 hinzuger., sinkt d. Med. auf 8°.4; obs. Seidl Zeit der tgl. Extr. Im engen Elbthale, fast von allen Seiten v. Bergen umschlossen. Sommer-Med. (6 J.) 18°.5.
Schneekoppe	50.44	13.24	4960	+0.2	Nach Siebenhaar's Beob. Zeit?
Wiesenbande	50.43	13.20	4350	+1.9	Nach Schlums Mittheil. in Sommer's Böhmen III. Zeit?
St. Peter	50.41	13.18	2420 2560 ?	5. 7	3 J. 1830—32; 1829—32 geben 5°.5 und W.—3.7; S.14.0 (1828—32). Obs. Schlums. Freie Lage geg. S., gegen nördl. Winde geschützt.
Hohenelbe	50.38	13.14	1400	6. 7	12 J. 1822—33 obs. Justiz. Lamb. W.—2.9; S.15.5. N. Sommer 6°.4.
Schüttenitz	50.33	11.50	680	9. 3	8 J. 1822—29. W.- 0.8; S. 19.1. Nach 43 J. 1786—1829 obs. Canon. Kreybich ist d. Mitt. 9°.4; Sommer's Böhmen I. Durch hohe Geb. geg. Nordwinde geschützt, am südl. Abhange.
Leitmeritz	50.32	11.48	360	9. 0	4 J. 1830—33.
Rotenhaus	50.31	11. 7	1170	7. 8	7 J. 1827—33 obs. Kapl. Lehmann. W.—3.1; S.17.4.
Gitschin	50.26	13. 1	...	9. 0	? J. etc. Sommer's Böhmen III.
Jungbunzlau	50.24	12.34	700	9. 4	3 J.; 1817—19. Wohl etwas zu hoch. Sommer II.

*) Die Beob. wurden, wenn nichts Anderes bemerkt ist, mit verglichenen Instr. unter Anleitung der Astronomen in Prag angestellt; Med. der Std.: Sonnenaufg., Mittag (2—3) u. ⊙nntg. (zu hoh. Med.), oder nur Zeit d. Extr. Die Res. jährlich mitgeth. David's Nachr. v. d. Wittr.-Beob. in Böhmen 1825; Böhm. Ges. Wiss., Ldw. Abhdl. Aus den einzelnen Jahren von mir her.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Saaz	50.20	11.13	790	8.7	10 J.: 1822—25, 27, 29—33 oba. versch. Kaplane. W.—1.4; S. 17.9.
Zlonitz	50.17	11.46	560	8.8	6 J. 1822—27 oba. Koatelniczek. Im N. offne Lage gegen Böhmens Geb.
Königgrätz	50.13	13.30	700	8.2	6 J. 1826—28, 31—33 obs. d. Prof. Tausch u. Lhotaky. W.—1.7; S. 17.7. Nach Sommer 8.4.
Smetschna	50.11	11.42	1080	7.8	6 J. 1828—33; ohne 1829: 8°.2; oba. d. Geistl. Lischka u. Kremer.
Eger	50. 5	10. 2	1320	7.1	8 J. 1825—33; ohne 1829: 7°.4; oba. Apoth. Köhler. W.—3.2; S. 16.4. (9 J.)
Prag	50. 5	12. 5	590	9.6	21 J. a) 4 J. obs. Strnad, Manh. Eph.; b) 11 J. 1817—27 (W.—0.2; S. 19.9) a. Hallaschka's Samml. astr., met. Beob. z. Pr. u. spät. Beob. bis 1833 v. d. Astr. Die Zeiten verach., meist ⊙aufg., 2 oder 3 u. 10h Ab., daher Corr. nothwendig. Nach David a. 19 J. 9°.9, W.—0.2; S. 19.8; dasselbe Jahresmed. geben 37 J. nach Schottky's Prag. I. — 1822—33 geben W.—1.0; S. 19.0. Böh. Ges. d. Wiss. — Im tiefen Thale.
Schopka	...	...	490	10.1	Bei Melnik. Zeit? Nach David.
Marienbad	49.59	10.22	1850	7.0	2 J.; 1829 hinzuger. gäbe nur (3jähr. Med.) 6°.2. Franzensbad: 7°.5. David Trig. Vermess. d. Egerlandes p. 67. Nach 2j. Beob. Felbingera ist die Wärme ¼° grösser als in Stift Tepl, also nur 6°.7.
Stift Tepl	49.58	10.33	1970	6.2	11 J. 1822—32 obs. die Stiftsgeistlichen. Ganz frei nach N. W.—2.9; S. 14.7.
Landskron	49.55	14.17	1020	8.8	12 J. 1822—33 obs. Erxleben W.—2.6; S. 17.5.
Kuttenplan	49.54	10.25	1560	7.1	1 J. 1825: 7°.6. Nach St. Tepl's (11 J.) Beob. corr.

Zbirow	49.52	11.26	1520	7. 3	3 J. 1825—27, obs. Kapl. Pech.
Brzezina	49.49	11.18	1460	6. 6	4 J. 1828—30 u. 33, ohne 1829: $7^{0}.0$ obs. Direct. Pauk (Graf C. Sternberg).
Pilsen	49.45	11. 3	880	8. 5	9 J. 1822—30 obs. Prof. Tschamler; dessen ältere 17j. Obs. geben $8^{0}.6$. W. −2.2; S. 18.4 (9 J.). — Krukanitz hat nach David $8^{0}.1$ Med.
Deutschbrod	49.36	13.15	1240	7. 6	6 J. 1828—33. Ohne 1829: $8^{0}.0$ obs. Präfect Danjček. W. −2.7; S. 16.9.
Brzeznitz	49.34	11.37	1380	7. 7	10 J. 1824—33 obs. Arzt Ferachmann. W. −1.9; S. 16.8.
Seelau	49.32	12.53	1170	7. 5	3 J. 1831—33 obs. Bibl. Röaler.
Olmütz	49.30	14.50	650?	9. 1	5 J. ältere Beob. nach v. Liechtenst. Oestr. II. u. Sommer Oestr. 1839.
Tabor	49.24	12.19	1300	8. 0	11 J. 1822—28, 30—33 obs. Arzt Meyer. W. −3.0; S. 18.0.
Schüttenhofen	49.15	11.10	1350	8. 3	4 J. 1822 - 25 im Mittel $8^{0}.6$; corr. nach Tabor.
Rehberg	49. 6	11. 7	2540	5. 6	5 J. 1828, 30—33; 1829 mitger. giebt J. $5^{0}.4$ u. W. −3.8; S. 14.4; obs. Pfr. Prinz.
Neubistritz	49. 2	12.47	1910	5. 8	5 J. 1828, 30—33; 1829 hinzu giebt als 6jähr. Mittel $5^{0}.4$; W. −5.0; S. 14.5; (W. nur 5 J., S. s. 6 J.); obs. Oberförst. Wander.
Budweis	48.59	12. 8	1150	8. 5	2 J. 1828 u. 29: $7^{0}.8$; nach 12 J. zu Landskron corrig.; obs. Hauptm. Jüttner u. Prof. Koydl.
Krumau	48.49	11.59	1550	8. 4	2 J. 1832 u. 33.
Hohenfurth	48.37	12. 0	1710	6. 6	8 J. 1824, 27—33 obs. Cisterz.-Priest. Schmidt u. Arzt Nenninger. W. −3.8; S. 16.1.

Brünn in 49° 12′ n., 14° 16′ ö. soll nach Sommer 11°.9 (?) haben. Viele seiner Angaben für andre Orte stimmen nahe mit den von mir gefundenen Mitteln überein.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Frankfurt a. M.	50. 7	6.21	360	9. 8	32 J.: a) 12 J. 1827—38 um 9, (12), 3 u. 10^h. Obs. des physik. Vereins. Med. 10°.4 nach Salzuflen corr.; b) dasselbe Med. (corr.) geben 20 J. 1758—77 obs. Meermann ber. v. Thilo; W. +1.4; S. 18.3; 10 J. der letzteren gaben Schübler 10°.0; 1826—29 obs. Claepius (nicht ganz zuverlässig: 9°.9 (Cl. schätzt d. M.ed. 9°.4). Kriegk nimmt s. 12 J. seit 1826 als Med. 9°.6 an, doch war die tgl. Beobzeit nicht dieselbe, und die ersten Jahre sind nicht so genau als die obigen J. — Ueber Meermann's th. Beob. v. Thilo 1821; Jahrb. d. physik. V. z. Fr. I. 39 etc. Kriegk Phys.-geogr. Beschr. v. Frkf. 1838, p. 46 u. in Mitth. üb. phys.-geog. Verh. v. Fr. v. geogr. Verein das. 1839, p. 11.
Redwitz	50. 0	9.45	1600	6. 5	Nur 1 J. 1823 obs. um 7, 1 u. 9^h; Med.: 8°.0 wegen d. Std. u. nach 19-jähr. Beob. zu Bayreuth v. Bergh. (Ann. IX.) corr.
Bayreuth	49.57	9.16	1050	7. 8	18½ J. 1814—32 obs. Gerstner; 7 (8), 1 u. 9 (10)^h; Med.: 7°.9 nach Pad. und Leith corr. W. +1.7; S. 16.0 (corr.), +1.2; 16.5 (uncor.). $\frac{\text{k. M.} - 2.8}{\text{w. M.} \quad 17.2}$ (uncorr.). Bergh. Dentschl. Höhen 2. Ausg.
Würzburg	49.48	7.36	530	10. 0	27—29 J. (bis 1836?) corr. Med. aus 10°.37 (Würtb. Corresp. 1837 II. 250.) 17—18 J. Manh. Beob., Engel u. Schön; s. 3tägl. Beob. (Schön seit 1813: 7, 2 u. 9) corr. M. = 10°,1, Kastn. Archiv Met. X. p. 167.; Schübler Met.; Kämtz a. 11 J. 10°.4 (Schön Wittrkds.) Schön s. 16 J.: 10°.4 (uncorr.) Zeitsch. f. ges. Met. I. 30.

Trier	49.46	4.20	480	9. 8
Manheim	49.29	6. 8	280	10. 3
Heidelberg	49.24	6.22	310	10. 0
Schönthal	49.21	7.12	660	9. 6
Heilbroun	49. 8	6.58	490	10. 5
Rossfeld (bei Crailsheim in:)	(49.8)	(7.45)	1110	8. 0

W. + 0.7; S. 19.1 (18 J.) + 1.6; 18.6 (corr. a. 27—29 J.) Lage in einem Kesselthale.

20 J. a) 9 J. obs. Delamorre (Med. 9°.9 Schübl. Met.), u. b) 11 J. 1806—16 obs. Grossmann 3mal tägl. Std? mit einem nicht ganz genauen Therm.; ber. v. Steininger Hertha. Bd. X. W. + 1.8; S. 17.8 (11 J.).

Wartheim a. Main 49°.46′ n. 6°.44′ ö. 400′ h. 10°.2
Boxberg 49°.30′ - 7°.18′ - 800′ - 9°.1
Mergentheim 49°.30′ - 7°.26′ - 620′ - 12°.2
} Jahre und Std? Nach Bergh. Länderk. Bd. IV.

12 J. 1781—92 obs. Hemmer Manh. Eph., 7, 2 u. 9h, ber. von Kämtz (Taf. d. Tp.); 8 J. geben auf wahre Med. red. nur 9°.9. Schön Wittrkde, Schübl. Met. W. + 1.5; S. 19.5 (12 J.).

19 J. 1818—36 obs. Muncke um 9 u. 9h, red. auf wahr. M. Daaselbe Med. giebt Leonhard a. 16 J. ohne nähere Angabe. Fremdenf. I. Abth. Muncke in Gehler's Wörth. IX. Th. 1. Temp.-Taf. — Med. aus 9, 2½ u. 9h dieselb. 16 J. = 11°.0. Ebd. p. 426.

7 J. 1831—37 obs. Mag. Wunderlich 7, 2 u. 9h. Nicht corr. wegen der Beobstd. wie alle folgenden Beob.-Oerter des Würtemb. meteor. Vereins, da die Corr. für hochgelegene Punkte unsicher scheint und diese Angaben vielleicht oft kaum um 1 oder 2 Zehntel vom wahren Med. abweichen. Jährl. in Corresp.-Blätt. d. Würtb. Ldw. Ver. Die Bearb. der Vereinsbeob. rührt von Schübler u. Plieninger her.

Nur 1 J. 1832, welches nach Stuttg. noch um 0°.5 zu niedriges Med. hat. Würtb. Met. Ver.

3 J. 1834, 35 u. 37 obs. Pfarrer Bürger. Nach Westheim um 0°.1 (gegen 7 J. Med.) zu niedrig wegen d. Beob.-Jahre.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Westheim (bei Hall in:)	(49.7)	(7.30)	1000	9. 1	7 J. 1831—37 obs. Pfarrer Reiniger. Würtb. Met. V.
Bönningheim	49. 2	6.45	650	10. 1	1 J. 1826 giebt in Stuttg. vielj. Med. Würtb. M. V. 1825: $11^{0}.3$.
Karlsruhe	49. 1	6. 5	350	10. 0	38 J. 1798—1835 obs. Böckmann, Wucherer u. Stieffel, 7(6—8), 2(—3) u. 9(—11)^{h} ber. v. Eisenlohr Kl. v. Karlsr. 1832; Kastn. Arch. u. Pogg. Ann. XLI. Corr. n. Pad. u. Salzufl. Fast daaselbe Med. geben schon 18 J. 1807—24 und 20 J. Böckm. Beob. (bei Schübl. Met.). In Gehler's Wörtb. 9. I. wird a. 40 J. M. = $10^{0}.5$ angegeben. W. $+1.1$; S. 18.9 a. 38 Jahren.
Regensburg	49. 1	9.46	1030	8. 6	59 J. 1773, 74, 77—80, 82—1834 obs. Heinrich u. v. Schmöger: a. 5—8 Beob. tägl. nach Chimin. auf wahr. Med. red. Daaaelbe Med. geben 50 J. Obs. Heinrich's; 1807—24 liefern nur $8^{0}.1$. — W. -1.5; S. 17.9. k. M. -3.1; w. M. 19.6. Schweigger Journ., Kast. Arch. u. Schmöger Met. Beob. zu Reg. I.
Frauenau	49. 0	11. 0	....	7. 7	1 J. 1789, welches in Baiern nahe vielj. Med. giebt; obs. 7, 2 u. 8—9^{h}. Bai. Met. Eph.
Ellwangen	48.58	7.47	1380	7. 7	3 J. obs. Schübler ⊙aufg. u. 2^{h}. Memminger Würtb. Jahrb. f. 1823 p. 154.
Pforzheim	48.54	6.22	800	9. 0	? Jahre etc. Bergh. Ldk. Bd. IV.
Ludwigsburg	48.53	6.51	950	10. 1?	6 J. 1832—37 obs. F. Binder. Würtb. Met. V. Sonnenwirkung scheint statt gefunden zu haben.
Schorndorf	48.48	7.12	770	10. 4	6 J. obs. Röach a. ⊙aufg. u. 2^{h}. Memminger l. c.
Ober-Urbach	48.48	7.13	860	8. 9	3 J. 1827, 31 u. 32 obs. Steudel. Würtb. M. V.
Dorf Wangen	48.46	6.55	850	9. 4	13 J. 1825—37 oba. Pfarr. Rösch. Corr. Med. = $9^{0}.1$; 7 J. 1831—37 geben dass. M. Würtb. Met. V.
Stuttgart	48.46	6.57	760	9. 8	43 J. 1795—1837 (Beob. im schwäb. Merk.), 7, 2 u. 9^{h}; corr. Med. Die 30 J.

					1795—1824 geben $9^{0}.9$; 7 J. 1828—34 um 7, 2 u. 9^{h} $7^{0}.79$ R., corr. $7^{0}.68$, in denselben J. aus d. tägl. Extr. $7^{0}.69$ R. Corresp.-Blätter d. Würtb. Ldw. V., Plieninger's Zusammenstellung im 10. Jahresb. üb. d. Wittr. in Würtbg. 1834 fg. 14 J. Beob. v. Plieninger u. Schübler geb. corr. ebf. $9^{0}.8$ (Sch. Met.). W. $+1.0$; S. 18.3 (40 J. corr.); $+0.6$; 18.7 (14 J. c.). Stagnation der Luft durch die eingeschlossene Lage des Stuttg. Thals.
Ingolstadt	48.46	9. 5	1180	8. 4	16 J. 1782—97 a. 8—10 tägl. Beob. (Std.?) ber. v. Heinrich. Zach mon. Corr. f. Erdkde.
Niederaltaich	48.45	10.40	....	10. 9?	8 J. 1782, 83, 86—91; 1789: $10^{0}.5$. Ber. v. Heinrich l. c. Bair. Eph.
Winnenden	48.42	7. 3	860	9. 5	3 J. 1827, 36 u. 37 obs. Palmer u. Wunderlich. Würtb. Met. Ver.
Weybenstephan	48.40	9.45	....	8. 7	1 J. 1789. S. Frauenau.
Giengen (a. d. Brenz)	48.37	7.55	1480	8. 4	18 J. 1820—37 obs. Pfarr. Binder tägl. Extr. (auch 7, 2 u. 9^{h}) Corr. 10 J. bis 1834 geben $9^{0}.0$. 7 J. 1831—37 geben aus d. Beob. um 7, 2 u. 9^{h}: $8^{0}.5$. Plieninger l. c., Jahresberichte v. Würtb. V., Kastn. Archiv Met. XV. etc.
Bebenhausen	48.34	6.42	1150	7. 8	3 J. 1825—27 obs. Gärtn. Ammermüller. Würtb. Met. V. Scheint unzuverlässig.
Nagold	48.33	6.24	1250	8. 8	3 J. 1825—27 obs. Apoth. Zeller. Ebdas.
Tübingen	48.31	6.43	1020	8. 5	14 J. 1819—29 ($8^{0}.6$) u. 1830—33 obs. Schübler a. d. 2 tägl. Extr. (⊙aufg. u. 2^{h}) auf Med. red. Sch. Met. Temp.-Taf., Memm. Würtb. Jahrb. u. Corresp.blätter. W. -0.3; S. 17.0 (10 J.).
Rottenburg	48.28	6.37	1060	8. 4	Zeit? Memm. Rott. p. 52.
Genkingen	48.25	6.50	2410	6. 8	7 J. 1820 bis Juli 1826 obs. Klemm Morg. (verrech. n. d. Jahreszeiten), 2 u. 9^{h} Corr. n. Chimin. Kern Dissert., abgedr. in Kastn. Arch. IV. W. -1.6; S. 14.8. Schwäb. Alp.
Augsburg	48.22	8.34	1520	8. 0	22 J. 1813—34 obs. Stark 7, 2 u. 9^{h}; Med. $8^{0}.3$ auf wahr. Med. red. Schübler a. 16 J.: $8^{0}.1$ (Met. Temp.-Taf.); 1828—34, 7 J.: uncorr. $8^{0}.0$. D. Therm. in d. Sonne

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					zeigte im 22-j. Med. 10.9. – W. – 2.0; S. 17.1 (7 J.). 0.0; 20.2 (dieselben J. in der Sonne); – 1.1; 16.8 (20 J. red.)
Linz	48.19	11.57	670	9. 5	Zeit? Nach v. Liechtenst. Östr. I. (Bergh. Taf., Sommer Östr.)
Rottweil	48.15	6.17	1850	6. 7	4 J. obs. v. Drey, ⊙anfg. n. 2h. Memm. l. c.
Wien	48.13	14. 2	500	10. 5	12 J. a. d. Manh. Eph. u. v. Littrow 3mal tägl., corr. v. Schübler; nach Kämtz 10°.4. – 17 J. 3 tägl. Beob. v. Triesnecker, v. Heinrich ber. Med. = 10°.8; Zach mon. Corr. XXV; 8 J. 1775—77, 81—83 Std.? (Schön Wittrkde.) u. 1825 u. 28 (wahre M.) geben 10°.6; 12 J. 1821—32 Beob. auf d. Sternw. nm 8, 3 u. 10h Med. 10°.3, nach Pad. oder Salzufl. corr. gaben mir nur 9°.9! dagegen 50 J. nach v. Littrow 10°.9, W. + 0.5; S. 20.4 (W. + 0.2; S. 20.3 a. 14 J. Schübl.), ohne nähere Angabe der Zeit u. Corr.-Methode (?) nach Zahlbruckner's Angabe in Beitr. z. Landesk. Oestr. unt. d. Enns. Vergl. Cotte II. 589. Die älteren Beob. scheinen nicht zuverlässig. S. Temp.-Taf. v. Schübl., Kämtz, Ann. d. Wiener Sternw., Baumg. Zeitsch. f. Physik.
Fürstenfeldbruck	48.12	8.54	1660	9. 4	1 J. 1789. S. Frauenau.
Raitenhaslach	48.10	10.30	....	9. 2	Dessgleichen.
München	48. 2	9.14	1570	9. 1	32 J. a) Beob. d. Manh. Soc. 7 J. 1782—88, 7, 2, 8—9h, nach Chim. corr. 8°.8. W. – 1.1; S. 18.2. b) 27 J. 1805—29 obs. Häberl 6, 1—2, 9h, deren Med. 9°.16. 1781—94 (13 J.) obs. Imhof ergeben auch 9°.1 uncorr. — Ber.

					v. Siber in Kastn. Arch.; Met. Ephemer. d. bayr. Akad., Schön Wittrkde, Martius' Hort. bot. Monac. 1825 p. 10. Bayr. Annal. 1832, Gel. Anzeig. *)
Biberach	48. 6	7.27	1640	9. 2	4 J. 1831—34 obs. Prof. Pross. Würtb. M. V. Memm. Bib. p. 17.
Siegmaringen	48. 5	6.53	1810	9. 0	8 J. 1830—37 obs. Forstmeister Karl, 7, 2 u. 9h; — 3 J. früher obs. Mezler ⊙fgg u. 2h: 7°.5, Memminger l. c. Nach Padua corr. wäre das 11jähr. Med. nur 8°.4. Würtb. Met. Ver.
Schwenningen	48. 4	6.13	2180	7. 7	Endingen, Lage? 1600′ h.: 9°.6; 1834—36, 3 J. obs. Pfarr. Memminger. Würt. M. V. 4 J. 1834—37 obs. Dr. Rösch. Würt. M. V.
Freyburg in Würt.	48. 4	5.33	860	9. 8	7 J. 1808—14 obs. Wucherer u. Schreiber nach ⊙fgg., nach d. Culmin. u. nach ⊙untgg. Progr. v. Freyb. 1818 (Schr. Freyb. 1825. Memm. Jahrb. 1823, Hennisch Beschr. v. Baden 1836 p. 46).
Kremsmünster	48. 3	11.48	1100	8. 6	1815—24 obs. Schwarzenbrunner, 4m. tgl. Astr. Nachr. IV. (Bergh. Taf.: 8°.3).
Tuttlingen	47.59	6.30	2000	7. 7	4 J. 1834—37 obs. v. Gross. Würtb. Met. Verein.
Andechs	47.58	8.52	2160	8. 7	8 J. Manh. Ephem. (Schön's Wittr.), nach Kämtz' Taf.
Klost. Rott	47.57	9.50	1620	9. 4	1 J. 1789 Bai. Met. Eph.
Belerberg	47.50	9. 6	....	7. 8	1 J. 1789. S. Frauenau.
Salzburg	47.48	10.43	1260	10. 0	Zeit? N. Bergh. Temp. Taf. Nach v. Liechtenst. u. Sommer: 9°.3.
Hohe-Peissenberg	47.48	8.41	3020	6. 7	20 J. obs. d. Aebte Schwaiger etc. a) 11 J. 1781—91 Manh. Eph. u. Std., Med. = 6°.1; 1781—88 corr. 5°.7 nach Schübler, 5°.8 n. Schouw (Schön Wittr.), 6°.0 unc. nach Kämtz u. Schouw. b) 1800—1809 nach Siber ohne Stunden-Angabe

*) Leider sind die 9 J. Beob. in Baiern 1781—89, Meteor. Ephem. d. Ak., für d. vorliegende Sammlung fast unbrauchbar, da z. Med. a. den dort mitgeth. Summen v. Therm.-Graden auch die Zahl der Beob. etc. angegeben sein müsste. Diese als vollständ. anzunehmen, schien zu gewagt, da mehrfache Prüfung von Med. auffallende Unterschiede von dieser Annahme ergaben.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					Med. 7°.3. A. d. Manac. Kastn. Arch., Schouw spec. geogr., Schwaig. Vers. einer met. Besch. d. h. Peiss. 1791. W. – 1.8 ; S. 14.6 (20 J. corr.).
Weingarten	47.48	7.19	1450	8. 4	4 J. 1832—35 obs. Lehrer Schlipf. Würt. M. V.
Benedictbeuern	47.43	9. 5	....	8. 0	1 Jhr. 1789. S. Frauenau.
Tegernsee	47.42	9.25	2260	7. 4	8 Jahr Manh. Eph. (Schön Wittr.) nach Kämtz; Schouw rechnet daraus 7°.0 W. – 1.7 ; S. 16.0 (corr. 6.8; – 1.8; 15.5) Sch. spec. phys. geogr.
Issny	47.42	7.42	2180	8. 1	4 J. 1834—37 obs. Dr. Nick. Würt. M. V.
Wangen	47.42	7.30	1710	7. 4	3 J. 1835—37. Ebdas.
Friedrichshafen	47.38	7. 8	1280	8. 6	5 J. 1827, 28, 30, 35 u. 37 obs. Dihlmann. Ebd. Am Bodensee.
Kitzbühel	47.27	10. 4	2350	8. 0	3 J. März 183¼ u. Nov. 183¾ obs. Unger 7, 12 u. 5ʰ, nach Chim. corr. u. approximativ nach vieljähr. Beob. in Innsbruck. Unger Einfluss d. Bodens etc.
Innsbruck	47.16	9. 4	1600	9. 3	53 J. 1777—1827 obs. Zallinger a. 4 u. 2¼ʰ u. 183¼ obs. Suppan um 7, 12 (2) u. 5 (9)ʰ n. Chimin. corr. Bote v. Tirol 1817—34; Unger l. c.
Gries	47.12	8.48	3650	5. 4	2 J. 1820 u. 21 obs. 7 u. 5ʰ, n. Chim. corr. Nach Unger's Berechn. a. d. Tir. Boten f. 1820 u. 21.
Murau	47. 5	11.43	....	7. 3	2½ Jhr. Std.? obs. v. Liechtenstern. Oestr. Th. I.
Grätz	47. 4	13. 7	1110	9. 1	1 J. 1837 obs. Gintl a. 8, 3 u. 10ʰ nach v. Humb. Regel. Nach d. Münchener Beob. ist dies Jahr über 1° zu niedrig. v. Liecht. hat l. c.: 9°.7. Steyerm. Zeitschr.
Ober-Villach	46.55	10.51	1700?	10. 9	2 J. Std.? v. Liecht. a. a. O.
Klagenfurt	46.37	12. 0	1350	8. 7	Zeit? Bergh. Taf. (Hoffm. Deutschl., Sommer Oestr.: 9°.6).

Botzen	46.30	9. 1	1040	13. 0?	2 J. 1783 u. 84 a. v. Liechtenst. l. c. Zu hoch.
Bleiberg	46.30	12.32	2750	7. 5	Zeit? N. Bergh. Temp.-Taf.
Schönstein	46.20	12.44	....	9. 1	3 J. Std.? n. v. Liechtenst. l. c.
Laibach	46. 2	12.26	1270	10. 9	Zeit? n. v. Liecht. l. c. — Kroat. Grenze: 12°. Ebds.

VIII. Die Schweiz.

Basel	47.34	5.15	800	9. 8	11 J. 1827 u. 28. red. aus 9, 12 u. 3h, u. 1829—37 obs. Mérlau tägl. Extr. Bibl. univ. N. 34. 1838. Verhandl. d. natforsch. Ges. in Bas. I bis II I W. + 0.4; S. 18.4 (9 J. v. 1829 an, deren Med. 0°.1 niedriger).
Zürich	47.23	6.12	1300	8. 8	7 J. a) 6 J. obs. Escher ber. v. Wahlenberg Clim. Helv. p. LXVII. a. d. tgl. höchsten u. niedrigsten Stande*). W. — 1.2; S. 17.9 u. b) 1836 tgl. Extr., dessen Med. (9°.2), nach 41 J. in Genf corr., d. Med. 9°.5 liefert. Bibl. univ. 1836.
Bühler (App.)	47.15	7. 5	2500	8. 5	Zeit etc.? Nach Berghaus' Länderkde I. Temp.-Taf.
Neufchatel	46.59	4.35	1350	10. 5?	22 J. 1754—77 obs. Moula, Std.? Cotte Mém. II. 477. Zu hoch.
Bern	46.57	5. 6	1700	7. 8	10 (20) Jhr. 1817 (1807)—26 obs. Fuëter Zeit d. tgl. Extr. u. seit 1821 abs. Extr. 1821—26 geben 7°.6. Bibl. univ. 1827 p. 51. — 1777 u. 78 Md. 9°.5. Cotte M. II. 262. W. — 1.5; S. 14.9; —1.1; 16.4 (Schübler).

*) Wahlenberg's Verfahren ist um so ungenauer, als dasselbe nicht einmal eine Correction zulässt. Diese Bemerk. gilt für die meisten von ihm ber. Med. (s. a. Skandin.)

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Marschlins	46.55	7.36	1700	11. 1?	8 J. 1802—9 obs. v. Salis-Marschlins, bei Wahlenb. Veg. et Clim. Helv. LXXVII. Einfl. der Winde Italiens. W. +2.7; 19.4 (wegen d. Std. wahrsch. z. hoch).
Chur	46.50	7.18	1820	9. 5	5 J. obs. v. Salis-Sewis, ber. v. Wahlenb. e. l. p. LXX. W. + 0.1; S. 17.4.
Freiburg	46.48	4.50	1950	8. 9	13 J. bis 1833; v. 1829 an obs. Wière tägl. Extr. u. jährl. in Bibl. univ. Die kalten J. 1829 u. 30 geben nach Genf 41-jähr. Med. red. d. Med. = 8°.4.
Lausanne	46.31	4.18	1550	9. 5	10 Jahr 1763—72 obs. 4mal tgl. Verdeil in Mém. de Laus. I. 218. Cotte II. W. – 1.5; S. 18.4. – Vgl. u. 2 J. 18$\frac{11}{11}$ (Mittagsbeob.) ohne weitere Angabe in Bergh. Ann. III. (a. Bibl. un. LII.)
St. Gotthard-Hospiz	46.30	6.14	6450	–1. 0	10 J. 1782—86, 88—92 aus d. Manh. Ephem. ber. v. Brandes: Beitr. z. Wittr. p. 9. Nach Schouw's Corr. ist d. Med. – 1°.3; ist diese hier anwendbar? Schübler giebt aus 12 J. (?) Manh. Eph. u. Wahlb. – 0°.9; dasselbe Med. v. Humb. a. 11 J. – W. –7.6; S. + 7.2 (11 J.).
Rolle	46.27	4. 1	1150	10. 1	10 J. 1816—25 Std.? Mitgeth. v. Lombard. Bibl. univ. 1833. Vgl. ebds. Vevey u. Ouchy; auch in Bergh. Ann. III.
Genf	46.12	3.49	1220	9. 7*)	43 J. 1796—1838 Obs. meist um die Zeit d. tgl. Extr., ☉fg. u. 2^h, seit 1826 abs. tgl. Extr.; zu Genthod u. i. bot. Garten bis 1826; 1826—35 (10J.): 9°.8. 1796—1834 (39 J.): 9°.8; 1796—1838 (43 J.): 9°.7; W. + 1.2; S. 17.8; 1796—1821 (26 J.): 9°.9; + 1.5; 17.7; corr. wegen d. Nullp. Jahr: 9°.3; 1807—24: 9°.5; 1818—38 (21 J.): 9°.6 (vgl. Bernh.); 1822—38 (17 J.): 9°.5; W. + 0.8; S. 17.9; k. M. – 1.1; w. M. 18.4. – 6 J. in d.

Chamouny	45.55	4.32	3150	+ 4. 0	Manh. Ephem. obs. Senebier (bei Schön, Wittr.) geben das Med. 9°.9. — W. + 2.1; S. 17.1 (7 J.); + 0.8; 18.9 (13 J.); + 1.3; 17.3 (18 J.); 1.3; 17.6 (20 J.) Bibl. brit. u. univ. monatl., z. Theil auch in jährl. Résumés. Zeit? v. Humb. lign. isoth. Mém. d'Arc. 3 t. Wärmste Mon. 13°0.
Col de Géant	45.52	4.37	10600	— 6. 0	Dessgl. p. 586. Wärmste M. + 2°.5.
St. Bernhard	45.50	4.45	7680	— 1. 0	21 J. 1818—38, Zeit d. tgl. Extr., seit 1826 wahre Ext., s. Genf. — 8 J. 1818—25 geben — 0°.6; 1826—35 (10 J.): — 1°.3; 1823—32: — 1°.2; 1818—33 (16 J.): — 1°.1; bis 1836: — 1°.0. — Bernh. W. — 7.8; S. 5.6 / Genf + 1.0; 18.2 s. 7 J. 1828—34; Bernh. — 7.8; + 6.1 / Genf + 1.2; 17.8 21 J. bis 1838. Bernh.: W. — 8.2; S. + 6.1 (9 J.); — 7.1; 6.1 (8 J. 1818—25), — 7.4; 5.9 (15 J.). k. M. — 8.7; w. M. + 6.8 (21 J.). Bibl. brit. u. univ. monatl. s. Genf.

*) Berücksichtigt man die 1822 im Januar gefundene Verrückung des Nullpunktes am Thermometer, welches seit 26 J. im bot. Garten obs. worden (Bibl. univ. t. XIX. p. 68), unter der Voraussetzung, dass das Therm. ein neu-construirtes gewesen, und dass die Veränderung nach den in der Einleitung berührten Versuchen von Despretz und August vor sich gegangen, so erhält man für jene 43 J. das Med. ungef. J. = 9°.4; W. + 0.9; S. 17.5; k. M. — 0.6; w. M. + 18.2. — Senebier's corr. Beob. hinzuger., ergiebt sich ebenfalls, im 49-j. Durchsch., d. Med. 9°.4; unverb. 9°.7.

Nachträgl. Anm. zum St. Gotthard. Nach Schouw's Ber. a. 10½ J., Juni 1781—Dec. 91 sind die corr. Med. J.: — 0°.8; $\frac{W. - 7.6}{S. + 6.7}$; $\frac{k. - 8.4}{w. + 7.5}$. Clim. Italie. — Zu Bühler: a. 4 J. Std.? Jahr: 8.4. Bergh. Phys. Atl. 4.

Ort	N. B. ° ′	O. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.

IX. Italien n.° S. p. 79.)

Trient	46.44	8.45	700	12. 1	2 J. 1831, 32; 7^{h} Mg. u. 5^{h} Ab. n. Chim. c. v. Unger, Einfl. d. Bod.; 12°.2 n. Toaldo a. (3 J.) Eberle's Obs.; 12½° in Lupis Topogr. I.; 13°.0 a. 10 J., Sommer Oestr. Std.?
Tolmezzo (Friaul)	46.31	10.43	940	10. 9	12 J. 1803—14, Linns.; Std.? Kastn. A. 25; 10°.2 (?) obs. Spangaro 5 J. b. T.
Soglio	46.24	7.12	3400	8. 3	Nahe 2 J. 181½ obs. de Salis, 8, 2 u. 9^{h} (Md. 8°.9) c. v. Sch. Am S.-Abhange.
Soudrio	46.12	7.27	1000?	10. 4	Zeit? N. v. Liecht. Oestr. Kais. III.
Gorizia	45.54	11.20	270	13. 1	7 J. obs. Barzellini im Zimmer n. Ab., dessh. c. v. Toaldo (wie?).
Crespano	45.45	9.30	1000	11. 6	6 J. obs. Melchiori. W. 2.5; S. 20.3, n. T.
Vicenza	45.43	9.13	150	13. 7	1 J. 1827 obs. Thiene; Std.? 13°.0, c. n. vielj. B. in Maild.; Forti stat. gen. d. Vic. I. 23. 12°.9 a. 5 J. obs. B. a St. Martino, T.
Triest	45.39	11.26	270	13. 2	20 J. 1803—23 obs. Städtler v. Breitweg, 7, 2, 9—10^{h} (14°.9; a. 12 J. 14°.6); n. Schouw stand d. Th. 1°.5 z. hoch; das desshalb cor. M. zweifelh. — Sch. a. 15 J. 1802—16: 13°.0; $\frac{W. + 4.1}{S. 21.9}$ cor. Kastn. A. VI.
Brescia	45.33	7.54	470	13. 5	12 J. 1818, 19, 21—24, 26—29, 30, 33 obs. Perego 3m. tgl., versch. Std., cor., Th. an e. NW.-Fenster. Comment. dell' Ateneo di Br. (th. n. Sch.; 10 J.: 13°.4; $\frac{W. 3.5}{S. 22.3}$).
Capo d'Istria	45.33	11.24	..	12. 6	2 J. 1802, 03; Std.? n. v. Liecht. I.
Chambéry	45.30	3.35	920	11. 7	4 J. 1822—5, obs. Biellet, tgl. Ext. W. 2.9; S. 20.0. Bibl. un., Mém. Soc. acad. Savoie I, II.

Mailand	45.28	6.51	430	12. 9	72 J. 1763—1834 obs. d. Astr. Lagrange, Reggio, Cesaris etc. an einem u. demselb. Therm.! (Nullp.?) um ⊙fg. u. (2—)3^h. Die B. bis 1817 55-j. M. $12^0.9$; 17 J. 1818—34: 12.8; 1816—32: 12.8 (12.7 c. Sch.); 28 J. 1807—34: $12^0.6$; d. ersten 70 J. cor. n. Pad. u. tgl. Spielraum: $12^0.8$ (d. 7 Decenn. cor. 12°.8.; 12.8; 13.0; 13.2; 12.6; 12.5; 12.7). D. arst. 35 J.: 12.9 u. die folg. 35: 12.7 cor. v. Sch. Vgl. Risso Eur. mér. 281. — $\frac{W.+2.2}{S.\ 22.6}$ (55 J. ältre), $\frac{2.2}{22.3}$ (28 J. neuere B.); $\frac{2.1}{22.7}$ u. $\frac{k.+0.6}{w.\ 23.7}$ a. 70 J. c. Sch. Atti della Soc. Ital. t. 18 p. 74 (Cesaris Clima d. Lomb.), Effem. astron. di Milano 1779 fg., Toaldo u. Cotte. Bibl. J. 1816 fg.
Verona	45.26	8.39	200	13. 8 (14.2)	9 J. 1788—96, obs. Cagnoli, ⊙fg. od. 1—2 Std. spät., 1—2 u. 10^h, cor. v. Sch. W. 3.1; S. 23.9 c. — Mem. Soc. Ital. t. 5, 6, Mem. acad. agricolt. d. Ver. t. 6. 1815. Dagg. 12 J. 1817—28, obs. Dr. Meyer, 9 u. 2^h; cor. v. Sch. $14^0.4$; $\frac{W.\ 4.6}{S.\ 23.3}$ Mem. agr. t. 10—12; M's Temp. Ver. nell 1819, Sch's It. p. 160. Beide Reihen geben a. 21 J.: $14^0.2$. — Tomaselli's Bb. 16 J. 1798—1813, Std.? 14°.9; $\frac{W.\ 3.7}{S.\ 25.2}$. Nach Pollini a. 26 J. (?): 13°.4; 5 J. obs. Maggi n. T.: 13°.3.
Venedig	45.26	10. 0	—	13. 7	19 J. 1811—29 obs. Traversi; 7 J. 1823—29, ½ Std. n. ⊙fgg., 2 u. 9^h, J.: $13^0.1$; W. 3.4; S. 22.8 cor. Sch. Ital. 158; Esercit. scientif. Aten. d. Ven. I.; für die früheren 12 J. (Md. 14.0) ist dieselb. Zeit angenommen. 1811—26: 13°.8. 10 J. b. T.: 12°.5 (v. T. cor.: $13^0.6$).
Padua	45.24	9.32	90	12. 5	34 J. 1780—91, 1800—11, 13—23, 25—27; obs. Toaldo, Chimin., Santini, Busate; Std. versch., meist 7, 2 u. 9^h od. Zeit d. Ext. (Md. 12°.9) cor. Sch. $\frac{W.\ 2.8}{S.\ 21.9}$, $\frac{k.\ 1.8}{w.\ 22.9}$ c. — 7 J. 1781—87 (Manh. Eph., Schön Wittr.): $12^0.0$; $\frac{W.\ 1.5}{S.\ 22.5}$ c. — N. T. s. 37 J.: 13°.7. Saggi scient. t. 1—3, Giorn. astrometeor. 1791, 1802 fg.
Fiume	45.20	12. 6	..	12. 9	Zeit? Aelt. Beob. n. v. Liecht. l. c. I.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Mont Cenis, Hospiz	45.14	4.36	6000	+ 5, 4	8 Mon. Jan.—Aug. 1813, 3m. tgl. red. auf 30 J. (n. Turin) v. Sch. p. 78. $\left(\frac{W.-5.7}{S.\ 16.5}\right)$. Unsicher. Mem. d. Tor. t. 24.
Pavia	45.11	6.49	270	12. 5	13 J. 1816—27 u. 30, ungef. ⊙fg. u. 3^h; a. d. Mon. ber. Nach Hildenbraud soll 1808—15, 17—24: 10°.3? gehen (Ann. schol. clin. Ticin. I., Kastn. XI p. 117). Nach Nocca a. 1808—15 cor. 11°.2 (zu niedrig). Flor. Tic. I.; Sch., a. 5 J. nur, cor. $12^0.8$. Brugnatelli Giorn. di Fisica j., Bibl. Ital. 1831.
Mantua	45.10	8.28	...	12. 4	Zeit? N. v. Liecht. Oestr. III.
Chioggia	45.10	10. 0	...	13. 1	6 J. obs. Vianelli Std.? T. u. Cotte. Journ. Phys. t. 39.
Rovigno	45. 5	8.57	...	12. 3	Zeit? N. Bergh. Temp.-Taf. Länderkunde I.
Turin	45. 4	5.21	860	11. 6	30 J. 1787—1817. (Mass. M. a. 1787—1807) obs. Bouin, Vasalli-Eandi. Std. versch.: 8 (7), 2 u. 10^h; ⊙fg., Mitt., ⊙untg. [Für letz. Std. (unricht. also) corr. v. Sch. J.: 11.7; W. 0.8; S. 22.0; k. – 0.6; w. 22.9]. Aus 60 J. v. 1757 an obs. Somis etc.: $12^0.4$; $\frac{W.\ 1.8}{S.\ 22.4}$ unc. a. 2 tgl. Bb.; 1807—11 5 J. c. Md. 11.4. — Mem. dell' Ac. d. Tor. (Résumé in t. 24. 1820), Ann. d. T. Observ., Bibl. Ital. 1819 (1 J. April $181\frac{8}{9}$: 13°.0, tgl. Ext. obs. Castellani).
Bologna	44.30	9. 1	250	14. 3	22 J. 1808—30 Mittgsbb. (15°.5) v. Caturegli u. Moratti, corr. nach 5 J. ($18\frac{15}{16}$ gleichzeit. Bb. d. tgl. Extr. (deren M. $13^0.8$). — $\frac{W.\ 3.5}{S.\ 21.6}$; $\frac{k.+2.1}{w.\ 25.9}$ (22 J. c. v. Sch.). Zu hoch? Einfl. d. Apenn.-Direct. — Mattenucci's B. 2—5 J. (Mauh. Eph.): 14°.8 cor.; dagg. b. T. 14.4 (4 J.). A. d. MS. b. Sch. Ital., auch Eur.
Genua	44.24	6.34	...	15. 7?	Zeit? v. Humb. ligu. isoth. Tab.; in T. 4 J. 1783—6: 16°.2 od. 16°.0. — 14 J. 1782—96, v. Franzoni obs., nicht publ. Mem. Inst. Ligure, v. I.

Camajore	43.55	8. 0	...	14. 3	40 J. 1777—1816 obs. Butori ⊙fgg. n. 2^h (Md. $14^\circ.5$), c. v. Sch. Die beid. 20-j. Md. 14.3 u. 14.2. — $\frac{W.\ 6.7}{S.\ 21.9}$, $\frac{k.\ 6.0}{w.\ 23.1}$ (cor.). B'a Risult. met. di ann. quaranta. Lucca 1817.
Lucca	43.51	8.10	...	14. 9	36 J. obs. Conti, 8(?) u. 2^h (Med. 16.1), c. v. Sch. W. 4.6; S. 23.6; k. 4.0; w. 24.6 c. Toaldo Iuvcat., Butori Ris. (s. Camaj.)
Corsena	"	"	540	11. 6	Bäder v. Lucca. 1 J. 176[illegible] oba. Benvenuto Mittg. 14.1; cor. Tch. Comment. Bononiens. V.
Florenz	43.47	8.55	200	15. 3	12 J. 1821—32 obs. Inghirami, 7, 12 u. 11^h n. Pad. c. W. 6.6; S. 23.8 (10 J.). Viell. wegen Loc. des Th. etwas z. hoch. Jährl. in Autol. d. Fir. Geg. 10 J. 1821—30: $15^\circ.2$ c. Sch.; del Nacca's Bb. (Ann. Mua. d. F. I., II.) 3 J. 1807—9: $13^\circ.6$? cor.; 1797—1806: $16^\circ.8$ Std.? Nach T. 3 J.: 16.4, mon. Ext. Aus Bb. a. e. Wassertherm. 1655—63, 9 J. 5—6m. tgl. findet de Vecchi $15^\circ.2$, oder unsicher red. 16.3; Libri's Ber. scheint ungenau (Schouw's Ital. Suppl. II. 100). Atti soc. econ. t. 2; Giorn. Fior. di agricolt. 1786 fg., T., Alimurgia de Targioni 1767, Ann. Chim. t. 45. (Pogg. 21.; vgl. Sch.!)
Pisa	43.43	8. 4	170	14. 7	3 J. 1777—9 obs. Tilli, 8 u. 2^h, cor. Sch.; 2—5 J. 1814—18, ⊙fg., 2^h u. ⊙untg., v. Piazzini, cor. M. 15.5. A. d. MS. Sch., Osserv. bot.-met. Pisa v. Tilli. Vgl. Clarke Med. Not. on Clim. France etc. 239.
Nizza	43.42	4.57	60	15. 6	23 J. 1806—25, 29—31 oba. um (7—)8, 12 u. 8(—9)^h, Med. 16.1, c. n. Pad.; Schouw cor. 1806—25 (16.4) 20-j. M.: 15.6; 1807—24 (18 J.) Mg. u. Abdb.: 15.4 cor.; dieslb. J. alle 3 B. u. Risso: 15.9 c.; v. Humb.: $15^\circ.5$. — $\frac{W.\ 7.9}{S.\ 21.1}$ (18 J. c.); dagg. W. 9.3; S. 22.5 u. k. 8.3; w. 23.6 (20 J. c. v. Sch.). Risso Hist. d. prod. de l'Eur. mérid. I. 236 (p. 209, 311 Std.) u. 3 J. des Résumé d. Obs. mét. Bei R's Tabl. finden sich Rechen- u. Druckfehler.
Cascina	43.40	8.10	...	14. 6	8 J. 1822—9, obs. Carmignani ¼ Std. n. ⊙fg., 12 u. 11^h (Med. $14^\circ.0$), cor. W. 6.8; S. 22.5 c. Nuov. Giorn. d. letterati d. Pisa.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ª C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Livorno	43.33	7.57	..	16. 7?	2—3 J. 1826—8, 3m. tgl. Zimmerbb., cor. v. Sch. Unzuverlässig. Merc. scienze mediche.
Belvedere bei Siena	43.19	9. 0	1000	13. 4	5½ J. 1786—Aug. 91, obs. Greenfield, Regist.-Th. v. Six; $\frac{W.\ 5.2}{S.\ 21.7}$. A. d. MS. Sch.
Bastia	42.42	7. 8	..	16. 7	Zeit? n. Bergh. Temp.-Taf. — Ajaccio, 41°.55′ n. 6°.25′ ö.: 16°.6. Dessgl.
Ragusa	42.38	15.47	..	14. 8	Zeit? n. v. Liecht. l. c. Soll d. höchste Tp. in Dalmatien haben.
Rom	41.54	10. 7	160	15. 4	30 J. a) 1782—91 obs. Calandrelli, 7, 2 u. 9ʰ (Md. 15°.4 c.); Eph. Manh., Schön Wittr. u. Sch. It. Sup. II. 145; b) 20 J. 1811—23 (7, 2 u. 9ʰ); 1824—30 (7, 3 u. 9ʰ) oba. Conti etc.; cor. M. d. 2 Decenn.: 15.4 u. 15.5. — Giorn. Arcad. di R., Opusc. astr. Colleg. Rom. App. — $\frac{W.\ 8.1}{S.\ 23.0}$; $\frac{k.\ 7.3}{w.\ 23.9}$ (30 J. c.).
Neapel	40.51	11.55	460	16. 2	8 J. 1821—8, obs. Brioschi (neu. Obs. a. Capo di monte), ⊙fgg. u. 2—3ʰ. Mittelst 2½ J. (1826—28) gleichzeit. Bb. i. alt. Obs. Specola della marina in d. Stadt auf diese (230′ h.) red. v. Sch., ist d. Med. 16.9, cor. 16°.7; ebenso c. $\frac{W.\ 9.9}{S.\ 23.9}$. — 1821—25: 16.3 n. Tenore; 3—4 J. 18⅛ (Spec.) v. Pilati: 16.9 c.; Cyrilli's B. 4 J. 1727, 28, 30, 32 a. mon. Extr. 19.2 n. T. — Jährl. in Calend. d. Nap., Giorn. medic.; Enciclop., Bibl. Analit; G. meteor. econ., Sch. Eur., Ital.
Altamura	40.50	14.10	700	13. 9	3—5 J. 179½, oba. Cagnazzi, ⊙fg., 1 n. gg. Mittnacht. (Md. 13.6), cor. Sch. Giorn. letter. di Nap., Atti istit. dell' incoragiomento 1811 (wo d. Md. 12.4, a. ? J.).
Lecce	40.20	15.57	140	17. 0	a. 7 Mon. 1819 (nach Neap. red.), ⊙fg., 12, ⊙untg. u. Nachts. Costa Giorn. met. econ. 1819 u. Gagliardi Ann. agricolt. t. IX.
Cagliari	39.13	6.46	310	16. 6	3 J. 1822—5 tg. Extr.?; Schouw rechnet J.t 16.9. — W.+10.4; S.23.8. de la Marmara's Voy. en Sard. I. 365, Moris' Flor. Sardoa 1837 p. 195.

Messina	38.11	13.14	—	18. 3?	5—6 J. 1808—13, obs. Arroato im offn. Laden! Mittags (20.7), cor. n. Pad. (n. Palermo 18.8) v. Sch.; MS. — **W. 13.0; S. 23.4.**
Palermo	38. 7	11. 1	230	17. 2	nahe 39 J. Mai 1791 — Dec. 1829 oba. Carioti, Cacciatore etc., 7½ Mg., 12, 6½ (Winter) od. 8½ (Sommer) u. etwa 12h Nachts; wahres M. Mitternachts ist seit 1807 beob., u. das 23-j. Md. v. mir mit d. and. Std. verbund. — Sch. corr. dieselb. J.: 17°.3, $\frac{\text{W. 11.4}}{\text{S. 23.6}}$ u. $\frac{\text{h. 10.7}}{\text{w. 24.6}}$. D. Morg. u. Abdbb. 1807—24 cor. 17.2. $\frac{\text{W. 11.3 (11.2 cor.)}}{\text{S. 23.4 (d°. c.)}}$ aus den ersten 35 J. Die Decenn.: 17.3, 17.5, 16.9 u. 17.3 cor. Sch. — Marabitti obs. 5 J. 1813—7 in d. Stadt, ⊙fg. u. 1—2h: 17.0; **W. 11.1; S. 22.6** c. Sch. Cacc. Osservat. d. Pal. vol. I. App., Giorn. di scienze p. Sic. jährl. fasc. 15 etc. (4 J. der Résumés), Scinà Topogr. d. Pal. 68.
Aetna (Casino degl' Ingleai)	37.46	12.41	9200	—1. 3?	a. Jul. u. Aug. 1811 B. v. Gemmellaro (3 tgl.), (zugleich in Nicolosi) abgeleitet v. Sch. a. d. MS.; Bibl. univ. 1817.
Nicolosi	37.35	12.46	2175	18. 0	3—7 J. 1810—4, 19, 20, 25 (Lücken) obs. Gemmellaro (MS.; d. Th. hing im O. od. W.); eine Bb. tgl., red. n. Palermo. **W. 10.7; S. 25.9.** Einfl. schwarz. vulk. Aschenbodens. — Linnaea VII, Sch. — Wie d. folg. Ort unsicher.
Catania	37.30	12.40	60	19. 7?	3 J. 1824—6 obs. ders. 3m. tgl., (Med. 19.0 v. Sch. red.). **W. 11.5; S. 29.2?** A. Südabhang. Gior. sc. Pal.
Malta (Val.)	35.54	12.11	....	17. 2?	6 J. Bb. i. Zimmer; Instr. etc. scheinen nicht zuverläss. Std.? Hennen Mediter. Topogr.

*) T. bezeichnet Angaben n. Toaldo's Iavestigatio caloris plariam Italiae locorum in Saggi scientifici di Padova, t. 3; Journ. de Phys. 1791, t. 39; Giorn. astronom. — Cotte's Ang. sind seinen Mém. II. entnommen. Toaldo's Med. sind von ganz geringem Werthe wegen fehlender Beobst. u. weil sie oft aus mon. Extr. ber. sind. — Mit Sch. sind die aus Schouw's Tabl. du Climat de l'Italie t. I. Suppl. II. Copenh. 1839. entnomm. Angb. u. Corr. unterschieden. — Aus Toaldo's Invest. gehen wir noch folg. Med.: Cercivento 46°,7 Br. P'h. 3 J. 4°.4; Udine 46°,0 Br. 400' h., 5 J., obs. da Asquino, 13°.8; Saalla 45°,9 Br. 3 J., Borgo, 12°.0; Conegliano 45°,9 Br. 11 J. 1776—86, Graziani, 13°.5; Maroniica 45°,7 Br. 7 J., Chiminello, 13°.8; Anguillara 45°,1 Br. 6 J., Cittadini, 11°.7; Clodia 45°,1 Br. 6 J., Vianelli, 13°.6; Alba 44°,8 Br. 2 J., Coro, 12°.9; Parma 44°,8 n. 8°,0 ö. 150' h. 1 J., 15°.0; Molfata 41°,2 Br. 0' h. 7 J., 16°.3.

Ort.	N. B. ° ′	W. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					X. Spanien und Portugal.
Madrid	40.25	6. 2	2050	14. 3	2 J.: a) 1801 obs. um 8, 2 u. 10^h, corr. Memor. literar. u. b) 1820 obs. Bauza tgl. Extr. (Med. 15°.0) ber. u. v. Humb. (Manusc. u. Hertha IV. 21). Auch Antillon's Geografia p. L u. LIII giebt 14°.3 an; Schouw findet a. 1820 u. Jan. bis Sept. 1793 in Laborde's Itinér. (Std.?) d. Md. = 14°.5 u. W. 6.1 ; S. 24.8. — Die vorhandenen neuern Beob. konnte ich mir nicht verschaffen.
Coimbra	40.12	10.45	280	16. 7	6 J. Std.? W. 11.2 ; S. 20.8 ; u. Bergh. Länderkd. I. u. Phys. Atl. 4. L.
Minorca	40. 0	1.25	—	14. 4?	6 J. 1744—49 obs. Cléghorn; a. d. (mon.?) Extr. Cotte Mém. II.
Mafra	38.56	11.41	700	13. 9	4 J. 1783—86 obs. J. da Assumpçao Velbo. Mem. de Lisb. I. 450, II. 105 W. 9.6 ; S. 18.1. (Wahrsch. zu niedrig.) In Bergh. Taf. 14°.3.
Lissabon	38.42	11.29	220	16. 6	6 J. 1783—85 (Manb. Std.?) u. 1816—18 obs. Franzini 7½, 12 u. 11^h; corr. — 1781 hinzugenommen, giebt d. 7-j. Med. 16°.2. Murphy's Voy. Port. vol. II.; derselb. giebt als mittl. Tp. 17°.2 an (Jahre u. Std.?). Die 5 J. 1784, 85, 1816—8 geben nach v. Humb. Ber. (Balbi Ess. stat. Port. I. 88, Riaso Eur. mér. I, Hertha IV): 16°.5 od. 16°.6, u. nach Schouw's Corr. (Leith) Jhr. 16°.4 u. $\frac{W.\ 11.3}{S.\ 21.7}$ (5 J.).
Villanova de Portimão	37.13	10.50	n. 0?	21. 0?	5 J. Std.? $\frac{W.\ 15.0}{S.\ 25.1}$? Nach Bergh. Temp.-Taf. a. a. O. u. Phys. Atl.
Isla de Leon (Cadix)	36.28	8.32	56	20. 9?	1 J. 1804 Std.? Zu hoch. Vom Juni bis Sept. Fiel kein Tropfen Regen! $\frac{W.\ 18.6}{S.\ 26.7}$. Alman. naut. y Eff. astr. Observ. de J. d. Leon p. 1807.

Gibraltar	36. 7	7.41	...	19. 7? 18. 1	10 J. 1816—25, Obs. der Medic.-Beamten in d. Stadt. Std. etc.? Nach Hennen's Mitth. l. c. Berghaus giebt im phys. Atl. 4 L. 18°.1 a. 2 J. an, ohne Stund. — W. 10.7; S. 28.9 (z. hoch!); n. Bergh.: 13.8; 22.7.

XI. Türkei und Griechenland.

		Ö. Lge.			
Ragusa (Dalm.)	42.38	15.47	n. 0?	14. 8	Zeit? Nach v. Liechtenst. Oestr. III. (S. Italien.)
Konstantinopel	41. 0	26.39	—	13. 7	1½ Jhr.: a) März bis Oct 1816. Ein sehr kaltes Jahr! Mittagsbeob. mitgeth. von Turner Journ. Tour in the Levant. vol. I. App.; b) 1835 von Delmar; 7 tägl. Beob. (4, 6, 9, 12, 3, 6 u. 9h), welche d. zu niedrige Med. 13°.74 geben; im Inst. Par. 1838 N. 233. Alle Beob. nach Chiminello auf wahre Med. reduc. Temp. d. Winters (1835) + 5°.9, d. Sommers (2 J.) 21°.8. Etwas zu niedriges Med.
St. Maura	38.48	18.20	n. 0?	19. 3?	Aus d. mon. Extr. Dec. 1819—21, Hennen Topogr. Mediterranean. Nähere Angaben sind nicht vorhanden; wie bei d. folg. jonischen Ins. unsicher.
Ithaca	38.22	19.22	...	16. 2	4 J. Beob. um 10 u. 3h v. Scott, nach Chim. corr.; Hennen e. l., Martin Br. Eur. Col. V.
Athen	37.58	21.23	...	15. 5	3 J. 1833—35, obs. Peytier, a. d. tgl. Extr. Noch etwas zu niedr. Med. wegen der 3 ungewöhnl. strengen Winter. l'Inst. N. 191. (Pogg. 40.)
Zante	37.47	18.34	...	20. 6?	4 J. Beob. 1818—21, Std.? v. Hennen mitgeth. l. c.
Cerigo (Fort Niclas?)	(36.13?)	(20.45?)	...	18. 5	Nauplia, 37°,6 n., a. Aug.—Oct. 1834! obs. Falbe, J.: 17°.2 unsicher. Schouw Ital. I. 6 J. nach Rob. Jameson's Mitth. Std.? Ed. N. Phil. Journ. 1836—7.
Canea	35.29	21.40	n. 0?	18. 6	1 J. 1818; das kalte Jahr 1817 (März bis Oct.) hinzuger. würde das Med. auf 18°.0 (nach Kämtz 17°.9) erniedrigen. Ohne Beobstd.! Sieber's Reise in Kreta II. p. 31. W. 12.4 (nur 1 J.); S. 25.2 (2 J.)

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
XII. Polen, Galizien und Ungarn.					
Warschau	52.13	18.42	400	7. 5	26 J. 1803—28, obs. Magier Mg. zw. 4 u. 7, Mitt. zw. 12 u. 3 u. Abd. zw. 8—11^h; dasselbe Medium geben Mg.- u. Mittg.-Beob.! W.—2.5; S. 17.5. M's. Exposé zur Carte météorogr. de Vars. u. Diss. sur les Vicissit. de l'atm. et sur les saisons physiques etc. — 4 J. 1826—29 Beob. auf der Sternwarte (Std.?) geben Jahr: 7°.4; W.—5.1; S. 19.1. Handschr. Mitth. des Hrn. v. Humb. Nahe 3 J. 1760—3 obs. Guettard geben wegen theilweise nicht best. Std. (3mal tgl.) etc. das zu hohe Md. 9°.2; W.—1.9; S. 20.7. Cotte M. II. 582.
Kielce	50.52	18.18	840	7. 9	7 J. 1820—26, obs. Pusch um 8, 12, 3 u. 10^h, deren Med. uncorr. 8°.8. — W.—1.9; S. 16.2 corr.; (— 1.3; 17.6 unc.). Handschr. Mitth. der Beob. v. Hrn. v. Humb. u. Bergh. Ann. 17 (2 J.), v. mir ber.
Krakau	50. 4	17.37	610	8. 3 (9. 0)	7 J. 1828—34 aus 4 tägl. Beob. a. wahre Med. red.; zu niedrig? Astr. Nachr., Schweigg. Jahrb., Repert. III. 399 (Jahr falsch). W.—3.3; S. 19.3. Aeltere 18 J. (Std.?) J. 9°.2; W.—2.0; S. 20.0 (s. des Rep. III. Bd.). Beide Reihen geben J.: 9°.0. Obs. Sniadecki, Weisse u. Steczkowski.
Lemberg	49.50	21.45	960	6. 6	Zeit? nach Zawadzki in Linnaea. X.; v. Liechtenst. giebt als 4-jähr. M. 7°.6. (Oestr. II. 1067 *).
Turdossin	49.20	17.13	1660	6. 8	Zeit? Ebd. Bd. I.

*) Liecht.'s Angaben sind hier einstweilen aufgenommen, da mir andere Beob. nicht bekannt sind; auch zeigt sich eine ziemlich genügende Uebereinstimmung in der Mehrzahl der Medien.

Unter-Kubin	49.12	16.58	1400	7.6	4 J., obs. v. Brixen Std.? v. Liecht. a. a. O.
Kesmark	49. 3	13. 6	1850	7.9	Zeit? Sydow (Karpathen p. 179) theilt als vieljähr. Md. 9.4 mit (?) Die Bukowina: $9^0.1$ nach Zawadzki l. c.
Ofen	47.30	16.43	480	10.4	23 J. a) 1782—86, 89—92, obs. Weias u. Bruna: $10^0.5$ (Manh. Eph.); b) 1806—13, obs. Pasquich (Wahlenb. Fl. Carp. p. XCI); diese geben n. Wahl. Meth. $10^0.6$ u. $\frac{W.-0.?}{S.\ 21.4}$; c) 1814—19, obs. Kmeth Std.? Med. $10^0.1$; 1806—19: 10.4. Schams' Beschr. v. Pest p. 25. — v. Liecht. hat aus vielen Jahren: $11^0.0$. — $\frac{W.-0.4}{S.\ 21.2}$. Erlau: 47°54′ n.: $11^0.0$; 1 J. 1780, obs. Madaraasay, Wiener Eph. 1781 (Cotte).
Klausenburg	46.45	21.11	1200	10.4	2 J. nach Liecht. l. c. III. Unsicher. 3 J. sollen $11^0.1$ geben. Schikloach 2 J.: $11^0.8$. Dessgl.
Hermannstadt	45.49	21,47	950	11.1	5 J. Std.? Ebdas. Eine andere Angabe: $10^0.6$.
Temeschwar	45.44	19. 0	...	11.5	5 J. „
Kronstadt	45.36	23.12	1350	9.7	5 J. „
Peterwardein	45.16	17.37	...	11.9	Zeit? Ebdas.
Carlowitz	45.12	17.42	...	12.5	„ „
Semlin	44.50	18,15	...	12.2	Zeit?
					Gospich 44°32′ n. 13°0′ ö.?′h. $7^0.8$? Dessgl.

XIII. Russland.

Uleåborg	65. 3	23. 6	n. 0	+0.7	6 J. 1782—7 obs. Julin; von v. Buch auf wahre Med. red. Reise d. Norw. II. 295. Gilb. 41. p. 35. W. — 11.1; S. 14.3. 12 J. 1776—87, obs. Julin u. Kar-

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					berg, bis Mai 1785 Mg. u. Abd., später 6, 2 u. 9—11^h geben uncorr. Med. Jahr: $-1^\circ.2$; W. -13.1; S. 13.0. Schwed. Ak. Abh.
Åbo	60.27	19.57	n. 0	+ 4. 6	17 J. (1787–94, 97, 98, 1817–23), Hällström in Pogg. IV. 401. Die ersten 10 J. Beob. um 6, 2 u. 10^h geben wahres Med.; die 7 letzten aus d. tägl. Extr. Schouw giebt mit einer Corr. $4^\circ.7$. Alte Beob. v. Leche 1750—61: $4^\circ.6$. Abhdl. d. Schw. Akad. Bd. XXV, Cotte Mém. — W. -5.4; S. 15.7 (15.8 cor.).
Petersburg	59.56	27.58	n. 0	+ 4. 1	15 J. 1822—34, 6, 7, obs. Wisniewsky, 7, 2, u. 9^h u. 8 2-stdl. B. cor. A. 13 J. uncorr.: $4^\circ.3$; ber. in Kupffer Obs. mét. à Pét. in Mém. de l'Ac. 6. Sér. t. IV. etc. Das Jahr 183$\frac{1}{2}$ hinzuger. ändert d. 13-j. c. Med. 4.0 nicht. — 10 J. 1783—6, 88—92 v. Euler (Manh. Eph.) geben (nach Kämtz' Tab.) $2^\circ.6$; 20 J. 1772—92: 3.1, a. 6–7, 2 u. 10—11^h die tgl. Ext., n. neu. Styl. Nov. Acta t. IX.; Schouw's Ital. I. 128. Diese u. d. obigen 15 J. seit 1822 vereinigt würden $3^\circ.5$ ergeben. 8 J. 1772—78, 83 v. Euler u. Desbout $3^\circ.9$, Cotte. W. -9.1; S. 16.5 (20 J. ält. Beob.); -7.6; $+16.0$ (14 J. neueste Beob.); aus beiden verein.: -8.5; 16.3.
Bogoslowsk	59.48	58. 4	700	− 0. 6	Nur 1 J., mitgeth. v. Erman in Kämtz' Met. II. (S. d. Repert. p. 88.)
					Solikamsk in 59°39′ n. 54°20′ ö.? H. — $4^\circ.8$, obs. Demidoff 1 J. 1751; ungenaue Beob. Kirwan Temp. Phil. Tr. 1753.
					Pyschminsk 57° n. 58°50′ ö.? H. (Ural) + $1^\circ.0$, obs. Herrmann 1 J. 1791 (Schön Wittr.)
Dorpat	58.23	24.23	200	+ 5. 6	Mehrjähr. Beob. v. Parrot (Hertha 12). 1826—28 nach Erman's Mitth. a. a. O.: $5^\circ.7$. W. -3.7; S. 16.6 (nur 3 J. 1824—26).
					Wjätka in 58°24′ n., Extreme: 41° und — 42½° Erdmann's Beitr. II.

Mitau	56.39	21.23	120	+ 6. 3	9 J. 1822—30 obs. Paucker; Std.? Allg. deutsche Zeit. f. Russ.; mitgeth. v. Erman Reise I. Kupffer in Pogg. XV.: 7°.0.
Kasan	55.48	46.47	180?	+ 2. 2	12 J. a) 1814—17, obs. Bronner um 7, 12 od. 2 u. 8 od. 9h, cor. 2°.8; W. — 10.9 / S. 17.0 (alt. St.). — b) 1828—35 (1°.9), obs. Simonoff, Knorr u. A.; mitgeth. in Erdmann's Beitr. z. Kenntniss Russl. I. p. 170, Kupffer in Pogg. XV., vgl. Erman's Reise I.; Knorr Pogg. 42., Journ. d. Univ. Die Beobachtungszeiten verschieden, nach Padua auf wahre Med. reduc. W. — 13.7; S. 16.8 (8 J. neu. St., deren Med. + 1.9).
Moskau	55.45	35.18	400–500?	+ 3. 9	25 J. 1783—89 u. 91, obs. Engel u. Stritter, deren Med. 3°.7; W. — 12.1 / S. 18.5 (alter St.) cor. (Manh. Eph.), um 6, 2 u. 10h; 1821—37 v. Dvlgonbsky und Perewoachtschikoff, um 8, 2 u. 9h. (Md. unc. 4°.4). Ber. oder mitgeth. in Schouw's Vejrl. Danm. u. Ital., Erman in Kämtz' Met. II., Rose's Reise I., Pogg. 42., Bull. d. natural. 1838 (Geogr. Ges. Berlin Ber. 1839); d. Corr. u. tgl. Variat. ber. — W. — 11.4; S. 18.5 a. 11 J., deren Med. nur 3°.6 ist.
Zlatoust	55. 8	57. 8	1000	+ 0. 3	3 J. a) 1818 u. 19, obs. Everamann, Min. Morg. u. Nachmitt. 2h; ber. v. Kupffer. Pogg. XV. p. 168. b) 1837 a. 8 Bb. cor. — 0°.6; Annuaire mét. p. 197. W. — 16.0 / S. + 16.0 (2 J., Md. + 0.7.)
Wilna	54.41	22.58	360	+ 7. 1	13 J. 1820—30, 32—34; Zeit? auf der Sternwarte. Mitgeth. v. Eichwald u. Slavinsky (Astron. Nachr. v. Schumacher, Bull. scient. Pét.) Das J. 1838 hinzuger., nur 7°.0.
Tambow	52.47	39. 8	190	+ 5. 1	12 J. 1825—36, obs. Dr. Rang tägl. Extr. (Zeit ders.?); W. — 8.7; S. 18.4 (alt. St.). Bull. d. l. Soc. des naturalistes de Moac. 1837 p. 85. Repräsentant d. Steppenklimas. Extreme: — 38°.7 u. + 38°.7. Kälteste Mon. — 12°.7 (8 J.); wärmste M. 20°.0 (10 J.).
Saratow	51.31	43.46	+50	+ 6. 2	Woroneach, 51°39′ n. 36°51′, ...′ h., soll 8°.5 Med. haben, nach Clarke's Trav. in Russ. (Gehler Wört. 9. Th.) 8 J. 1792—99 ohne näh. Angb. in Erdmann's Beitr. z. Kenntn. d. Inn. v. Russl. II. a. p. 122.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Nicolaïeff	46.58	29.38	120	9. 4	4 J. 1827—30, obs. Coumani 10 u. 10^h (corr. nur 9°.2). Bull. Acad. Péterab. 1833. No. 2. W. — 3.9 ; S. 22.5 (alter St.). Med. a. d. tgl. Extr. 9°.6.
Odessa	46.29	28.24	n. 0	9. 1	11 J. aus v. Andrejewsky's topogr.-med. Bericht in Kastn. Arch. Bd. 26, ohne nähere Angaben. W. — 2.3 ; S. 20.1.
Astrakhan	46.21	45.45	—40	9. 4	8 J. a) 7 J. 1805—11, obs. Lotkin; Med. 9°.5, n. Brewster, Ed. J. Sc. u. Bergh. Ann. III. (nach Pansner, Std.?); u. b) 1 J. Sept. 183½, obs. Oase um 9, 2 u. 9^h, corr. Med. = 9°.1, in Göbel's Reise in d. Steppen II. p. 196.
Sympheropol	45. 0	31.50	800	10. 6	1 J. Sept. 183½, obs. v. Steven 5—6^h Mg., 2 u. 9^h, nach Pad. wahres Med.; mitgeth. in Göbel's Steppenr. II. 196. Med. v. 2 u. 9^h Abd. = 10°.9 corr.
Sewastapol	44.36	31.12	150	11. 7	4 J. 1827—30 um 10 u. 10^h nach Coumani l. c. W. + 1.8 ; S. 22.3 (ber. für alt. Stil; s. Nicolaïeff.). Das Med. aus d. tgl. Ext. ist nur ½ Zehntelgrad geringer. An der Westküste der taurischen Halbins.

B. ASIEN.

I. Sibirien.

(Bei) Spitzbergen	80°	14°	—	. . .	Sommertemp. 1827 = + 3°.4; 2-stdl. Obs. v. Parry, Narr. Attempt to the N.pole p. 154. A. d. N.-Küste.
do.	80.	8.	—	. . .	Sommer 1818 = + 1°.4; stdl. Obs. v. Franklin u. Buchan, Edinb. Ph. J. — Wärmste Mon. in N.-Spitzb. 81½—82½° n. 18—27 ö. = + 0°.6. Parry.

Grönland-See a	78.	bei Spitzbg.	—	— 7.7	Mit Berücks. d. Temp.-Curv. v. Söndmör u. Novaja S. ber.: — 8°.3 nach Scoresby; — 6°.8 nach v. Buch. Ans Scor. Beob. 6—12 J. 1807—18 v. Apr. bis Juli (Med. — 1°.8) mit Interpol. der fehl. Mon. nach einer der Curve v. Söndmör parall. C. — Scor. Acc. Arct. reg. I. App., v. Buch Iles Can. p. 80. — S. + 1°.3.
„ b	76.45	5.	—	— 7.3	Nach Scoresby l. c. Wahrsch. Einfl. der Schiffswärme; a. Parry's Beob. in Amerika; auch einige Unsicherh. durch Beob. zu verach. Zeiten.
Novaja Semlja a) Matotschkin-Schar (Westmündung)	73.0	51.30	60	— 8.4	1 J. Oct. 183⅓, obs. Pachtusaow u. Ziwolka 2-stdl. (Sept. 4-stdl.) mit corr. Alk.-Therm.; v. Baer im Bull. Acad. Pét. t. II. N. 19. (Pogg. 43). Diese Temp. setzt B. für d. ganze W.-Küste, die im Sommer meist eisfrei ist.
b) Felsenbai (SO.-Spitze)	70.37	55.27	u. 0	— 9.5	1 J. Aug. 183⅓, v. Pachtussow, 4- u. 2-stdl. Beob.; nicht corr. Th.; v. Baer ebd. Dies Med. setzt B. für d. ganze Ostküste. Die Karische Pforte ist fast d. ganze Jahr mit Eis gesperrt.
Novaja Semlja	—	—	—	— 8.9	A. a u. h. — Westküste $\frac{W. -19.0}{S. +3.6}$; Ostk. $\frac{-16.0}{+2.0}$ (v. Jan. aufgd. $\frac{-20.3}{+1.5}$), Ganz Nov. S. $\frac{-17.8}{+2.8}$.
Ustjansk	70.55	136. 4	u. 0	— 16.4	26 Mon. Oct. 1820—Juli 23, im MS.; 8, 12, 4 u. 12h. Die fehld. Std.-med. nach d. Gange d. Tp. in Nis'hne-Kol (gleichzeit.), Nov. S. u. Booth. Fel. interpol.; daraus ergiebt sich W. — 37.9 (3 J.); S. + 9.2 (2 J.). Jahr unc. M. — 16°.1, ohne Interpol. — 15°.2 v. Baer. (Bull. Pét. t. II, v. Wrangel Reise Sibir. II.). Erman giebt a. 2 J. (dieselb.?), Journ. d. russ. Mar. (7, 2 u. 9h?) — 14°.9, Kämtz' Met. II.
Nis'hne-Kolymsk	68.32	160.58	n. 0	— 11.2	Nahe 2 J. zw. Nov. 1820 u. März 1823; n. v. Wrangel im MS.; obs. Rospini um 8, 12, 4 u. 12h; es fehlen Juli u. Aug. Wie hat Erman, der d. Med. in denselben J. = 10°.0 angiebt, diese interp.? Zu einer (unsichern) Vervollst. habe ich die gleichzeit. Beob. zu Ustjansk benutzt. — W. — 32°.1 (3 J. wie Ustj.).
Beresow	63.54	62.34	...	— 3.0	1 J., 6 u. 6h obs.: 3°.7; 6, 12 u. 6h gehen — 2°.6, nach Chim. corr. Erman a. a. O. Nach Th. I. d. Reise soll die Sommertp. 18°.0 sein.
Jakuzk	62. 1	126.47	350	— 8.1	Mehrjähr. Bh. v. Katakazia u. Newjerow mit Alk.-Th. um 8 u. 2h, mitgeth. v. Erman ebd.; uncorr. Med. = — 6°.9; W. — 42.5; S. + 16.0.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Bogoslowsk	59.48	58. 4	700	− 0. 6	1 J. 1827 a. 6, 12 u. 8^h. Mitgeth. v. A. Erman ebd. (S. auch Rep. p. 84.)
Tobolsk	58.13	65.51	300 130?	− 2. 4	15 J. 1806–21, obs. Dr. Albert um 12 Mitt. u. 11^h Ab.; Md. — 1.8; nach Chim. c.; Erman a. a. O. 1812–21: — 3°.1.
Jekaterinenburg	56.49	58.16	770	+ 0. 5	Kirensk (a. d. Lena), 57½° n. 105° ö. 1100′ H., nach Gmelin's Beob. zw. 0° u. − 1° (nicht sicher). 2 J. 1836, 37 obs. unter Reinke 8mal tgl. 2-stdl.; daraus ist d. Med. + 1°.7; n. Kupffer's Berechn.: + 1°.3 (?); Obs. mét. Russie N. II. u. Ann. mét. p. 1837.
Barnaul	53.19	81.40	360	+ 1. 8	1 J. Apr. 182⅝ (kalt. Sommer, mässiger Winter) obs. Gebler, 6, 12 u. 6^h (2°.1; nach Pad. cor.). Ledeb. Reise d. d. Altai. I. 360 (wahrsch. °R.)
Petropaulowsk	53. 1	156.23	[illegible]	+ 1. 9	2 J. 1827 n. 28; obs. um 6½, 12 n. 9½^h, mitgeth. v. Erman l. c., wo d. corr. Med. = 2°.0.
Irkuzk	52.16	101.58	1250	− 0. 2	10 J. Juli 1820–Juli 1830, alt. St., obs. Stachukin. Med. a. 7, 2 n. 9^h = + 0°.4. Corr. nach Pad. u. Salzuff. mit Berücksicht. d. Grösse d. Variat.; nach Leith c. 0°.0. A. 8 J. Med. = − 0°.6. Erman setzt d. Mittel (9 J.) zwischen − 0°.3 u. − 0°.5. — Bull. Ac. Pét. N. 2. in Mém. 6 Sér. t. II., Erm. l. c. u. Reise II. $\frac{\text{W.} -17°.4}{\text{S.} \quad 16.\ 6}$ (alt. St.), $\frac{-17°.3}{16.\ 4}$ (uncorr.; auf neuen St. red. durch Comb. v. ¼ des einen mit ¾ des folg. Mon.)
Nertschinsker Sawode	51.18	117. 1	2100	− 2. 9	1 J. 183⅓, Std.? Etwas zweifelh. (Bergh. Ldkd. III. p. 171).

II. West-Asien.

Tiflis	41.41	42.57	1100	15. 4?	Aus sehr unsich. Beob. 1818, 19 u. 25 ber. v. Bergh., Phys. Atl.; Eichwald's Reise Kaukas. I. 1837. Parrot schätzt d. Tp. nach seinen Bb. nahe 16°; Brunn.-Tp. 15°.1. Reise z. Ararat I. 47.

Smyrna	38.26	24.48	...	18. 2	1 J. 1820, obs. um 9, 12, 6h u. Mitternacht; d. Beob.-Journ. mitgeth. v. Forster in Phllos. Mag. Daraus ber. u. nach Pad. u. Leith c. Uncorr. Med. 18°.8. $\frac{W.\ 11.3}{S.\ 27.1}$. Anomaler Gang der tägl. Wärme, wenn kein Fehler begangen ist.
Aleppo	36.11	34.45	...	18. 8?	1751 u. 52, obs. Russel, a. d. mon. Extr. Cotte Mém. II. 196.
Bagdad	33.20	42. 2	...	23. 2	178¼, obs. Beauchamps Std.? Refl. eines Hauses; v. Humb. l. is.; bei Cotte nur 22°.1.
Abuscheher	28.15	48.34	...	25. 0	1 J. 1803, obs. Jukes ⊙fg. u. 2h. Malcolm Hist. Pers. II. 505. v. Humb. giebt 25°.5 an (Fragm. Asiat.). Vgl. Wellsted's Trav. Arab. — $\frac{W.\ 16.5}{S.\ 33.3}$.

III. Vorder-Indien.

Kotgurh	31.19	75. 9	6220	12. 8	A. ½ J. 1818, obs. P. Gerard tägl. Extr. Asiat. Res. v. XV. p. 469.
Simla	31. 6	74.51	7020	14. 0	Nur 7 Mon. Beob., obs. 10 u. 10h in Beng. J. vol. V. S. Mussuree.
Soobathoo	30.58	74.39	3940	18. 3	A. ½ J. Sept. 1817—Juni 1818, obs. P. Gerard a. a. O. p. 483.
Landur	30.27	75.44	6570 7150?	13. 2	Zeit? Nach 2 Angaben; obs. Burke James. Ed. J. 1829 p. 287: 12°.7 und Asiat. J. Beng. v. IV.: 13°.7.
Mussuree	30.27	75.42	5890	13. 7	Zeit? Nach Everest a. Gleanings in Sc. in Asiat. Soc. Beng. III, IV. Nach Falconer u. Royle's Bericht über d. bot. Gart. 13°.9. Phys. Tr. Calc. IV. p. 408. $\frac{k.\ M.\ 5.5}{w.\ M.\ 19.5}$.
Ambala	30.25	74.25	1000	22. 7	3½ J. 1835—8, obs. Edgeworth tgl. Extr. u. 10 u. 10h. K.M. 11.7; w.M. 31.9. 1834: 24°.6 wegen Loc.-Einfl. Beng. J.
Dehra	30.20	75.40	2100 ca.	21. 6	1 J. Aug. 182⅞, obs. Shore in e. Verandah um ⊙fg., 10, 12 od. 3 u. 10h. Ebd. p. 348. Excessives Bergklima.
Schâranpûr	29.57	75.23	950	22. 4	Zeit? A. Gleanings in Sc. in Journ. As. Soc. Beng. III. 187. — N. Wenckebach 21.1. Nat.kund. Archief 1838.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Hawil Bagh	29.40	77.16	3660	15. 4	1 J.? 7 u. 2^h, obs. Traill. Zu niedrig? Asiat. Res. t. XVI.; nach Falconer: 15°.6 n. k. M. 5°; w. M. 21°.
Petoragur	. . .	. . .	5140	16. 2	Nach McClelland. S. Lohoogh. p. 260. Zeit? 15 Seemeilen n. v. Lohoogh.
Lohooghat	29.23	79.56	5230	15. 4	2 J. April 183$\frac{9}{1}$, u. 183$\frac{4}{5}$. Nach McClelland's Obs.; Inquir. Prov. of Kemaon 1835. p. 197. Das J. Mai 183$\frac{4}{5}$, obs. Liadesay, ⊙aufg. u. 2—3^h giebt nur 14°.8 (Höhe 5400′ anggb.). — Ph. Soc. Calc. Tr. v. V. p. 445. $\frac{\text{k. M. } 7.0}{\text{w. M. } 21.9}$ (2 J.). Tübet: Tissoolumbo, 29°4′n. 9000′h. + 4°.6, cor. Oct.-Temp. Turner Voy. p. 402.
Delhi	28.36	74.52	750	23. 0	Zeit? nach Royle. Journ. As. Soc. Beng. by Prinsep IV.
Nipâl (Thal)	27.40	85.20?	4250	17. 2	1 J. 1825 um 8, 12 u. 10^h (d. Lück. interpol.). Wahrsch. zu Khatm. Phys. S. Calc. Tr. VI.
Kathmandu	27.42	85.20	ca. 4350	16. 9	nahe 2 J. a) 11 Mon., Apr. 180$\frac{3}{4}$, Hamilton obs. 4, 12, 3 u. 9^h in Ham. (Buchan.) Acc. of Nepaul. p. 230. Vgl. v. Humb. Voy. rég. éq. X. 425: 17°.5. Alle 4 Std. geben nach Ausscheid. d. Recheufehler: 18°.0; aus 4^h Morg. oder Tagesaubruch u. 3^h Nmittg. = 17°.4. — b) 1835 mit Interpol. der erst. Mon., obs. Robinson 7 (7$\frac{1}{2}$) n. 2 (2$\frac{1}{2}$), Beng. J. v. V. 824.
Nipâl	do.	do.	4300	17. 0	Aus den vorigen 3 J. 180$\frac{3}{4}$, 1825 u. 35 im Durchschnitt.
Futtigurh	27.22	77.12	560	25. 0	2 J. 1832, 33; obs. Edgeworth tgl. Extr. Beng. As. J.
Darjiling	27. 0	86. 4	6540	12. 0	2 J. Obs. 1) 12°.2 n. Herbert, As. J. N. S. III. 340. u. 2) 183$\frac{8}{7}$ tgl. Extr., obs. Chapman: 11°.9. Beng. J. VI.
Goruckpore	26.45	81. 0	...	23. 2	1 J. Nov. 182$\frac{3}{4}$, obs. H. Clarke, ⊙aufg., Mitt. u. 9^h Ab.; a. d. Beob.journ. ber. —

Cawnpore	26.29	78. 2	430?	25. 4	1½ J. Juni 1834—Sept. 35, obs. Pollock 10 u. 4ʰ, deren Med. 27°.1, corr. Beng. J. V. p. 823.
Nasirabád	26.18	72.25	1400	24. 5	4 J. 1831—34, obs. Oliver 4mal tägl.; Md. s. „day and night" (?). Glean. in Science. I. J. Beng. IV. 49. k. M. 14.5 ; w. M. 32.4.
Gowhattee (U.-Assam)	26.12	89.25	...	22. 7	1 J. (?) nach Leslie's Obs. Std.? Ph. S. Calc. Tr. v. VI. 38. $\frac{\text{W. } 15.7}{\text{S. } 26.7}$.
Mozafferpúr (Tirhût)	26. 7	83. 4	...	23. 1	3 J. Dec. 1832—35, obs. Dashwood. Bb. im Zimmer um 9¾ʰ Mg. u. 4¼ʰ Abd., corr.; d. tägl. Extr. (in der Sonne!) für denselben Zeitraum in freier Luft 24°.4; zu hoch. Beng. As. J. II, III. 81 u. V. 822.
Ghazipúr	25.35	83.14	380	25. 2	Ebend. v. I, II.
Benares	25.19	80.35	300	25. 4	5 J. 1822—26, obs. Prinsep, meist tgl. Extr. As. Res. XV. u. Phil. Tr. 1828 p. 251. v. Humb.: 25°.2 (tgl. Extr., Voy. XII.). N. Falconer auch 25°.4. — $\frac{\text{k. M. } 15.6}{\text{w. M. } 33.2}$.
Chunar	25. 9	80.34	n.300	25. 2	Mai 18$\frac{1}{10}$, 4mal tgl. Zimmerbeob. Ed. Ph. J, IV. 303.
Bancoorah	23.20	84.52	...	26. 2	4 J. 1827, 28, 31 u. 32, 10 u. 10ʰ u. tgl. Extr., obs. McRitchie. Jsmes. J. 1833 p. 343.
Chandernagor	22.51	86. 9	...	24. 2?	Zeit? n. Brewster. Ed. J. Sc. N. Ser. IV. 303, vgl. Cotte Mém. II. 303; 24°.6 n. Not. Statist. Col. Fr. 3.
Mhow	22.40	73.30	1900	23. 3	Zeit? n. Sykes, 7th. Report brit. Assoc.
Calcutta	22.35	86. 0	(30 u. 90)	25. 8	17 Jahre: a) gg. 2 J. Febr. 1784 bis Dec. 85, obs. Trail, Asiat. Research. II. 421. geben 26°.3 cor.; ⊙fg., 3 u. 11ʰ; b) gg. 8 J. März 1816—1. Dec. 1823, obs. Hardwicke (Zeit? 1822 7-mal tägl.) zu Dum Dum, 8 engl. Meil. nöstl. v. Ft. William (30′ h.), deren Med. = 25°.56; c) 3 J. in Calc. md. phys. Tr.: v. IV (1 J.?, tägl. Ertr.), V. p. 447, u. VI. 507 (1830 u. 31 ⊙sufg. u. 2ʰ 50′), deren Med.: 25°.6; u. d) 4 J. 1834—37, Bb. um 10 u. 4ʰ, mon. in Prinsep's As. J. of Bengal v. III—VI, J.: 28°.03; corr. — Dasselbe (c.) Med. bst M. Martin (? Jahre) aus 6 u. 3ʰ. Brit. Col. I. 99. $\frac{\text{k. M. } 18.7}{\text{w. M. } 30.0}$ (14 J., corr.), $\frac{18.4}{29.7}$ (8 J.), $\frac{\text{W.: Decbr.—Febr. } 20.0}{\text{S.: Juni—Aug. } 28.5}$ (10 J.).

Ort.	N. B. ° ′	Ö. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Nagpúr	21. 9	76.51	...	27. 3	3 J. April 1814—17 obs. Lloyd, ⊙fgg., 8, 3 u. ⊙untgg. cor. Asiat. J. v. VIII. p. 172. von Dove ber. a. a. O. K. M. 21.9 ; w. M. 35.7, uncor.
Bombay	18.56	70.34	—	26. 4	2 J. 1825 u. 27, obs. ⊙fgg., 11, 1, 4 u. 9^h; nach Lütke's Beob. u. Madras corr. (od. n. Leith). — 1 J. n. Kämtz: 26°.5; v. Humb. 26°.7. Voy. t. XII. — 1 J. Juli 181$\frac{6}{7}$ Bb. um 10, 1 u. 4^h (Zimmer-Einfl.!) geben 27°.1. Asiat. J. VI. 480, XXII. (vgl. Bombay Trans. I.); Beob. um 11 u. 4^h in Phys. Soc. Calc. IV. 400: 27°.4, n. Martin Br. Col. I. 99: 27°.7 (? Jahre). Alle diese Angaben liefern nach Madras corr. (zu niedrig) 25°.8.
Tafelland von Dukhun	zwischen	zwischen	mittl. H.		Indus-Delta: Winter (1 J.): 17°.8. Lond. Geogr. J. v. 8.
	18 28 u. 19.11	71.15 u. 72.29	1600	25. 8	1825, oba. Sykes um ⊙aufgg , 9½ u. 4^h. Phil. Trans. 1835. p. 205 fg.
	18. 0 u. 19. 8	71. 5 u. 72.30	1700	24. 7	1826 dessgl.
	17.25 u. 19.27	71. 5 u. 73 33	1600	25. 3	1827 dessgl.
	17.40 u. 19 11	71. 5 u. 73.33	1700	25. 6	1828 dessgl.
	18.10 u. 19.23	71. 0 u. 72.10	1700	23. 8	1829 dessgl.
Ahmednuggur	19. 8	72.28	1800	25. 6	1 J. 1818, obs. Walker nach Sykes im 7. Report Brit. Assoc. 233.
Poonah	18.32	71.42	1710	25. 4	1830, obs. Sykes a. a. O. Hr. Dove ber. im Mittel v. 1826—30 f. Poonah (eigentl. das Plateau in d. neben bezeichn. Grenzen!) 24°.9, u. k. M. 20.8 ; w. M. 27.9, a. a. O.

Darwar	{16.28 15.32?}	72.50	2250	23. 7	Jan.—Oct. 1827, obs. Turnb. Christie 10 u. 10h u. 2-stdl. (Nov. u. Dec. eingeschalt.) James. N. Ph. J. 1828.
Madras	13. 5	77.57	—	27. 8	25 J. 1796—1807 u. 1813—25 nach stdl. Beob. (monatl. 3 Tage) auf wahre Med. red. von Goldingham, Madras Observ. Pap. 1827 p. 359 sq. $\frac{\text{W. } 24.6}{\text{S. } 30.3}$; $\frac{\text{k. M. } 24.0}{\text{w. M. } 31.2}$ (a. 21 J.) — Roxburgh's Beob. geb. nur 26°.9 Phil. Tr. In einer kahlen Ebene.
Bangalore	12.58	75.17	2730	23. 7	7 J. Febr. 1820—Dec. 25, 1830 u. 35, obs. Monat Std.? Med. der ersten 6 J. 23°.7. D. einz. Jahresmed. zeigen eine Diff. von 3°.6. Calc. Tr. v. VI; 2-stündl. Bb. 1835 v. Monat geben 23°.56; 10h Mg. 0°.3 weniger. Beng. J. V. 296.
Arcot	12.54	77. 8	590	27. 7	1 J. 1827 Std.? Ebdaa. Arnee: Std. etc. ebf. unbek.; 1828, 1 J.: 29°.0.
Seringapatam	12.45	74.21	2260	25. 0	2 J. 1814 u. 16, obs. Soarmann i. Zimmer, ⊙aufg. u. 3—4h. Brewst. Ed. J. Sc. V. 259. Kämtz rechnet 25°.2
Mercara	12.26	73.30	4200	20. 8	1 J., 6 u. 10h Morg.; a. d. 2-stdl. Bb. in Bangalore ist die Corr. auf 10h Morg. angewendet, daher das Mittel höher als Baikie's Angabe (18°.5); vielleicht zu hoch. Madr. J. of Science, Oct. 1836 (Bibl. univ.).
Pondichéry	11.56	77.32	—	28. 6?	A. mangelh. Ang. geschätzt; Not. statist. — 29°.6 v. Humb. I. is., gewiss zu hoch. N. Cossigny's Bb. (vgl. Port Louis!) u. Le Gentil Voy. mers de l'Inde I. 474. 4 J. 1736—9, 68 u. 69. K. M. 24.5; w. M. 33.0? Sandige Küste.
Mahé	11.42	73.12	...	26. 1	J.? Mg. u. Mittg.-Bb. Not. stat. Col. Fr. III. 23.
Anjarakandy	11.40	73.20	40	27. 2	Auf d. Vorhöh. d. Ghats bei Tellichery; 10 J. Std.? (1810—13, 18—23), obs. Murdoch Browne. Tr. Lit. Soc. Madr. P. I. 1827. p. 89. $\frac{\text{K. M. } 25.7}{\text{w. M. } 29.7}$
Ootacamund	11.25	74.30	6900	14. 0	3 J.: 1 (?) J. Beob. aus 6, 3 u. 9 (13°.6) und 2½ J. (1831—33) aus 6 u. 3h v. Baikie. Ph. S. Calc. Tr. v. IV. 77, J. Beng. III. 653, B's Topogr. of Neilgher., Martin Br. Col. I. Jaekanary: 4700′ h. (1 J.?) a. Beob. um 6, 3 u. 9h: 15°.6. Zu niedrig? Dimhutti: 5800′ h.: 17°.8; nach Ritter's Asien IV.

Ort.	N. B. ° ′	O. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Karikal	10.55	77.24	...	28. 7	1 J. 1825, 9 u. 9h, Zimmerb., östl. Lage. K. M. 25.5; w. M. 31.5. Not. Stat. Col. fr.
Ceylon:					
Trinconomale (Ft. Frederick)	8.34	79. 2	—	27. 1	3 J. 1809, 10 u. 12, obs. Marshall 6, 3 u. 9h. (Corr. Brewster: 27°.0). Davy Acc. of Ceyl., Phil. Mag., Edinb. J. Sc. V. 143. **K. M. 25.4; w. M. 29.1.**
Kandy	7.18	78.30	1580 (1370)	22. 7	5—6 J. 1817—19, Nov. 1833—Dec. 35, obs. Ord etc. th. 6—7, 12, 9—10, th. 8 u. 8h?; corr. — Davy Acc., Ed. J. ebd., Phil. Mg. u. Beng. As. J. IV, V. $\frac{\text{k. M. } 21.8}{\text{w. M. } 21.1}$.
Colombo	6.57	77.40	—	27. 2	1 J. 1812, 6, 3 u. 9h; d. J. 1815: 7, 12, 3 u. 8h: 26°.7 cor., nicht ganz zuverl. Ed. J. V. 141, Davy Ceyl. — Nach Martin Temp. d. Küsten: 26½°.
Newera Ellia	6.51	78.30	5600	12. 8?	Zeit? Tag- u. Nachtbb. Martin Br. Col. I. Zu niedrig.
Point de Galle	6. 0	77.56	—	27. 3	Beob. v. März bis Nov. 1812; 27°.7, v. Brewst. corr. Ed. J. V.

IV. Hinter-Indien und der indische Archipel.

Arrakan	20.35	91.15	...	27. 1?	Unsicher. Vom Juli bis Nov. 1825 5—7m. Lindsay, Oliphant, Mittel aus 7 od. 9h u. 3 od. 4h für jene Monate: 28°.5. Mittel vom Sept. bis Nov. aus 9 u. 9h: 27°.6. Das J.-Med. ungef. ber. — Madr. Soc. Trans. v. I, Ph. Calc. Tr. v. III. India Gazet.
J. Pulo Penang (Pr. Wales'-J.)	5.25	97.59			
a) Government-Hill	„	„	2100 (2600?)	22. 5	1 J. Mai 183¼ aus 8, 3 u. 8h (?). Ph. S. Col. Tr. v. VI. p. 498. $\frac{\text{k. M. } 21.1}{\text{w. M. } 23.3}$.
b) George Town	„	„	—	26. 4	4 J. a) Mai 183½, 8, 3 u. 8h, in e. offnen Verandah, Md. = 27°.2; u. b) 3 J. 181⅔, 11 u. 23 (3—4mal tägl.; 7—8, 12, 4h), obs. Coombs; sämmtlich corr. N. Falconer: 26°.7. J. As. S.; Ed. J. Sc. VIII. 65. As. Soc. Trans. I. App. $\frac{\text{k. M. } 25.6}{\text{w. M. } 29.9}$ (1 J. corr. s. Gov.-Hill). An d. Nordküste.

Alor Gajah (bei Malacca)	2.16	99.52	...	27. 4?	½ J. nur; Aug. 1832—Jan. 33, obs. Maurice, 6, 2 u. 8h; a. 6 u. 2h: 28°.6. Md. d. Jahres aus Singap.-Beob. ber. Fortwährender Regen.
Malacca	„	„	...	26. 3	1 J. 1809 nach Farquhar; a. 8 u. 4h M.: 26.°7, corr. Ed. J. VIII. 62, As. Soc. Tr. I. App.
Singapore	1.17	101.30	—	26. 7	2 J. 1822 u. 23 a. 6, 12 u. 6 Med. = 27°.1, n. Madr. corr. (n. Lütke's Beob. c. 26°.9). Dieselbe Corr.-Grösse bringt Brewster an durch theilweise Corr. Ed. J. 8. Tr. Asiat. Soc. I. K. M. 26.0; w. M. 28.1 (uncorr.).
Archipel:	N. B.				
Manilla	14.36	118.39	—	25.6*?	Nach Humb. l. isoth. u. Fragm. Asiat. t. 2. — $\frac{\text{k. M. } 20.0}{\text{w. M. } 30.5?}$
Batavia	S. B. 6.9	104.33	—	27. 8?	N. Reinwardt; Zeit? Ed. J. Sc. v. V. p. 270. — 1½ J. Jan. 1758—Juni 1759, obs. Kriek, 6, 12, 2 u. 10h im Zimmer: 25°.7 (Haarlem Soc. v. VI. p. 9, 1762; daraus ber. v. Moll in Ed. J. Sc. V. 269; 1758 giebt 25.8). D. J. 1779 giebt a. 3 tägl. B.: 26°.8. Verhand. van het Batav. Genootsch. 3 dr. IId. p. 383. $\frac{\text{k. M. } 25.6}{\text{w. M. } 26.7}$. Weltevreden (bei Batavia) soll nach Reynolds Angabe etwa 30° mittl. Temp. haben (?) Journ. Voy. round the world, 1835 p. 314.
Buitenzorg	6.50	104.30	690	27. 2?	5 J., 6 u. 2h, n. Ruschenberg. N. Reinwardt 26°.1; Zeit? Ed. J. V. 40 engl. M. v. Bat.

*) Meyen, aus dessen Nachforschungen hervorgeht, dass Le Gentil in der Sonne und nur in der trocknen Jahreszeit beobachtet hat, (Voy. Mers de l'Inde t. 2.), glaubt, dass die mittlere Temp. nicht 25° erreicht. Reise Th. II.

V. China und Japan.

	N. B.				
Peking	39.54	114. 9	300?	12. 7?	6 J. 1757—62, Weing.-Therm.! obs. Amyot, Cotte Mém. II. 497. v. Humb. l. isoth. tab. p. 602. $\frac{\text{W. } - 3.2}{\text{S. } 28.1}$? Aus Fuss' Beob. dagegen folgt (a. 8, 12 u. 10h): W. in dem verhältnissmässig kalten Jahre 1831 u. nach altem Stil gerechn. nur — 1°.0! Auch die Sommertemp. scheint zu hoch zu sein. $\frac{\text{k. M. } - 4.1}{\text{w. M. } 29.1}$? n. Amyot. Fuss in Mém. de l'Ac. Pétersb. III. p. 112.

Ort.	N. B. ° ′	Ö. Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Nangasaki (Kiusiu)	32.45	127.32	—	17. 3	a. 11 Mon. Mg. u. Mittg 1779, Verhand. v. het Batav. Genootsch. II d. 400, daraus falsch abgedr. in Voy. de Thunberg, woraus nach Humb. Ber. 16°.0; ligu. isoth. tab. p. 602. $\frac{W.\ 6.5}{S.\ 28.4}$ — A. Mittagsb. 1775 u. 76 (an versch. Punkten!) ergiebt sich corr. 18°.8, a. Mg.- u. Nachmittagsbeob. unc. 19°.4; nach Decad. ber. a. Thunb. Voy. III. 161 im MS. d. Hrn. v. Humb.
Canton	23. 8	110.56	n. 0	21. 9	5 J.: 1 J. 1785, obs. Degnignes, Mg. u. Abd., von Meyen (s. Macao) ber.: 22°.3. 1 J., obs. Raper bei Kirwan on Temp. 113: 24°.0; 3 J. 1829—Sept. 1831 nach dem Canton Register for 1829—31 (obs. um 12 u. 12 Mitternacht): 21°.6. Corr. — $\frac{W.\ 11.2}{S.\ 27.8}$ (5 J., meist corr.).
Macao	22.11	111.14	—	22. 5	3 J. Beob. zu Macao u. Canton 1809—11, a. Mg., Mittg. u. Abd.: 22°.1, $\frac{W.\ 14.7}{S.\ 29.5}$; a. Mg.- u. Abdbb.: 21°.5, $\frac{W.\ 14.1}{S.\ 27.1}$. Ph. Soc. Calc. Tr. v. VI. 369. Bibl. univ. 1834: 20°.9. nahe 6 J.: 1814, obs. Richenet a. tgl. Extr.: 23°.3 (Humb. voy. t. 10; in Ann. de Chim. 22°.9); März 1827—Dec. 1830, obs. Beale, 6 u. geg. 4h: 22°.3 (N. Act. Acad. Caes. Leop. Car. XVII. p. 871); u. 1831, obs. Blettermann um 7 u. 2½h: 23°.0. Corr. — Chinese Alman. f. 1833; $\frac{W.\ 16.5\ (5\ J.)}{S.\ 28.6\ (6\ J.)}$ corr. — 3-j. Beob. 1829—31, 7 u. 2h: 23°.5 (zu hoch). Phys. Soc. Calc. Tr. v. VI. p. 369.

Anm. Es ist in diesem und in den folgenden Erdtheilen nicht selten das Werk von Martin über die brit. Colon. benutzt worden, weil seine Quellen uns nicht zugänglich waren (s. Th. Manuscr.-Beob.); bei einer genaueren Durchsicht der von ihm mitgeth. met. Beob. zeigt sich jedoch, dass dieselben in den meisten Fällen wegen der fehlenden Ang. über Jahr und Std. d. Beob., wegen Druck- oder Rechenfehler, Berechnung u. dgl. m. nicht auf den Grad von Genauigkeit Anspruch machen können, als andere. Diese Bemerkung findet überhaupt bei den meisten statist. u. medicin. Werken ihre Anwendung, weshalb ihnen selten grösseres Zutrauen geschenkt wurde.

C. AFRIKA.

I. Nord- und Central-Afrika.

Tunis	36.48	7.51 O.	—	20. 3	3½ J. Juli 1824—Oct. 1827, obs. Falbe tgl. Ext.; Kämtz rechnet noch die Bb. zw. 10 u. 12^h Ab. hinzu u. findet d. Med. $20^0.1$. Obs. 1829—32 von Read noch nicht publ. — $\frac{W. + 12.9}{S. \quad 28.5}$ (W. 12°.6 Kämtz.).
Algier	36.47	0.43 -	100?	19. 6	2 J. 1837 u. 38 Mittagsb. (12^h?) 22°.0, nach Pad. corr. Monit. Algér. 1839, Etabl. fr. Algérie 1838, u. MS. d. Hrn. v. Humboldt. Keine Zehntelgrade! — N. Taitebout's Obs. 1½ J. 173⅜ bei Cotte Mém. II. 198, Mém. Par. 1765: 21°.3; n. Genty de Busay (Alg. t. II. 60) aus 183¾ Winter- u. Sommer-Med. (Mon. u. Std.?) 21°.6; n. Rozet: 18°. Nach einer grossen Menge v. Beob. ist die Cisternen-, Quellen- etc. Temp. = 18°, Bruguière in Bergh. Ann. VII. 516. Rozet giebt die Cist.-Temp. nur zu 16°.8 an (Voy. Rég. d'Alg.). — N. Bérard Lufttp.: $18^0.9$ (s. d. Anm.). A. 1837 u. 38 u. Bér's Ang. $19^0.4$ u. $\frac{W. 15.1}{S. 23.8}$ (cor.)?; $\frac{11.7}{24.7}$ Bér. Unsicher.
Constantine	36.20	4.14 -	1000?	17. 2	1 J. 1838 Std.? Etabl. franç. dans l'Algérie. 1839. p. 166. Sommer: 26°.6.
Funchal (Madeira)	32.38	19.15W.	80	19. 1 (18.9)	8 J.: a) 6 J. 1824—29, obs. Heineken th. tgl. Ext., th. 10 u. 10^h; J. $19^0.0$; W. 16.5; S. 20.9 (3 J.). Ed. J. Sc. 1. u. 2. Ser. j. — u. b) Mason 1834 u. 35

Anm. zu Algier: Eine Discussion der Beob. in der Ital Halbinsel scheint zwar Bérard's Mittel (18°.9) zu bestätigen; aber daraus würde auch hervorgehen, dass die Nähe der südlich gelegenen Ebenen und der Wüste auf Algiers Temp. fast ohne Einfluss sei, was doch nicht wahrscheinlich ist. In dieser Beziehung schien eine Vergleichung der Wintertemp. namentlich entscheiden zu können; Palermo hat in einer ganz ähnlichen, den Nordwinden ausgesetzten Lage 11°.2 mittlere Winterwärme, während Bérard für Algier, wo im Winter westl. u. südl. Winde vorherrschen, nur 11°.7 angiebt. Hier hat das Meer an seiner Oberfläche 15°.0 mittlere Wärme im Januar u. seine gröseste mon. Temp. im Juli: 23°.5, u. sogar eine mittl. Sommertp. v. 22°.4. Man vergl. mit der Sommertp. (24.7. 23.8) die von Canea = 25°.2 u. v. Tunis = 28°.3 (4 J.), das im 3-j Mittel genauer Beob. 12°.9 Wintertp. besitzt. Bérard's Bb. sind wohl vorzugsweise an Bord des Schiffes während der Aufnahme der Küsten angestellt, was auf das Mittel von Einfluss sein muss, wie auch Beob. zeigten; ferner benutzte er Beob. von Rozet, die in dem dort merkwürdig kalten Jahre 1830 angestellt wurden und auf welche Decandolle auch seine Zweifel stützt (Bibl. univ. t. 3. N. 8); und endlich geht aus seiner Tabelle nicht hervor, ob er nicht zum Theil die Mittel der monatl. Extreme, welche auf den Küstenfahrten vom Juni 1827 bis Ende 1834 beobachtet wurden, zur Berechnung des jährl. Med angewendet! Bérard selbst hält seine Angaben für mangelhaft und unvollständig, u. spricht die Hoffnung aus, dass bald genauere ihre Stelle einnehmen werden. B's Beob. bei der Aufnahme der Küsten vom Mai bis Novb. in den Jahren 1831—33 wurden zwischen 37½ u. 35° n. Br. und zwischen 6½° ö. und 5½° w. Lge. (d. i. die Posit. der Küstenpunkte selbst) angestellt. S. Bérard Descr. naut. des Côtes de l'Algérie. Paris 1837. p. 61 u. a. O. — Das Jahres-Mittel möchte sich wohl wenig von 19½° entfernen.

Ort.	N. B. ° ′	Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
(Funchal)					tgl. Ext., weg. d. Höhe red.; 1 Meile v. Meere zu St. Luzia. Brit. med. Alm. f. 1838 p. 119. Vielleicht noch etwas zu hohes Md., da Hein. d. Md. f. 1824 u. 25 (Bb. „out of doors") f. zu hoch hält. Heberden's Bb. 1749—52, 7 u. 3h, corr.: 19°.7; mit jenen verein., 12-j. Md.: 19°.3. Kirwan, Cavendish u. Gourlay (in 370′ H. a. 18 J. Std.?) geben 20°.5 (G. nach einer and. Angb. 19°.0; ebenso Bowdich, 2—300′ H. Excurs. in Mad.). — $\frac{W.\ 17.2}{S.\ 21.9}$ (9 J., deren Med. 19°.5); $\frac{16.6}{21.4}$ (5 J. tgl. Ext., Med. 18°.9).
Cairo	30. 2	28.55 O.	...	22. 2 (22.4)	(5? J.): a) 1—3 J.? 1799—1801, obs. Coutelle, 5—7h Mg. u. 12—3h Mitt.: 22°.2. Descr. de l'Egypte, Hist. nat. II. 321. N. v. Humb. a. Nouet's etwas mangelh. Bb. 22°.4; Mém. d'Arc. 3. tab. 602. — b) 4 J. 1835—38, obs. Destouches, Std.? 22°.45, l'Inst. VII. N. 250. — Temp. am Bod. des Josephbrunn. 22°.5. — W. 14.7; S. 29.3 (aus a).
Lagnna	28.37	18.35 W.	1630 1700	17. 1	Nahe 3 J. alter Bb. 1759 u. 60 v. Boyero. Nov. 1761—Aug. 1762 v. Niebuhr, aus denen Cotte d. Med. 22°.4 zieht, sind ganz unbrauchbar, denn Boyer beobachtete Mittags in einem verschlossenen Zimmer o. Niebuhr 3mal tägl. (aber nicht zu denselben Std.) ein Th. in OSO.; Cotte's Med. enthält keine Corr. für die Mittagsb. Boyer's. Marocco: 31½° n. ?′ h. 19°.5. Ali Bey al Abassi Reise, u. Gehl. W. 9. I. Tp.-Taf. 8 J. 1811—18, obs. Saviñon 3mal, Std.? $\frac{W.\ 13.6}{S.\ 20.2}$, $\frac{k.\ 12.9}{w.\ 21.7}$. Trans. Met. Soc. Lond. I. 78. Phil. Mg. 3 S. v. XII. Zu niedrig? Soll nach v. Buch (Canaren p. 65) durch Wärmestrahlungsverlust der kleinen Hochebene, worauf Lag. liegt, an local. Abkühl. leiden.
Santa Cruz de Tener.	28.28	18.34 -	—	21. 6	2½ J. Mai 1808—Aug. 1810, ⊙aufg. u. Mittg., obs. Escolar; von Buch Iles Canar. p. 60. In den übrigen Theilen der Ins. in den Ebnen 20°.7. Humb. l. isoth. 602. W. 18.1; S. 24.8; — k. M. 17.7; w. M. 26.0.

Orotava	28.25	18.45 -	960	21. 0	Zeit? Humb. l. ia. p. 496. Am Fuss des P. de Teyde. v. Buch setzt d. Temp. v. Teneriffa = 21½—22½°. (Ebd. p. 38.)
Las Palmas	28.20	17.50 -	...	21. 3	3 J., Mittgsb. v. Bandini de Gatti, auf wahre Md. red. n. Escolar's Bb. v. Buch Klims d. Can. p. 11. W. 17.2 ; S. 23.0.
Saint Louis	16. 1	18.53 -	—	24. 7	5 J. 1824—28, Std.? Not. statist. a. l. Colon. Franç. t. III. 211. — Senegal: 26ª.5. Zeit? v. Humb. Voy. XII.; Kirwan: 26.7; Est. Temp., Phil. Tr. 1780 p. 478; obs. Schotte nicht zu denselb. Std. Aug. 1778—Jan. 79. — Dagang, 2 J. Std.? Md.: 27°.8? Stat. Col. Fr. (Nähere Angab. fehlen.)
Richard-Tol	15.25		...	25. 6	2 J. 1826, 27, Std.? Stat. Col. Fr. (a. 3 J. 26°.6?). 20 li. v. St. Louis.
Bakel	14.53	14.41 -	...	27. 5?	5 J. 1824—28 Std.? Ebds. Die Jahresmed. weichen um 4°.7 ab! Unsicher.
Gorée	14.40	19.47 -	...	24. 9	5 J. 1824—28 Std.? Ebd. Diff. d. Extr.-Jahresmed. 2°.5. — 35 li. v. d. Gambia-Mdg.
Kobbe	14.11	25.48 O.	1500 ?	26. 5	Nahe 2 J. 1794, 95, obs. Browne, 7 u. 2ᵇ. Trav. 2 ed. 1806 p. 473. App. Ber. v. Kämtz: 27°.2, n. Pad. corr. v. Schouw. $\frac{W.\ 19.7}{S.\ 30.0}$; $\frac{k.\ M.\ 18.8}{w.\ M.\ 30.3}$ cor.
Kouka	13.10	12.10 -	1100 ?	28. 1	1¼ J. März 1823—Aug. 24, obs. Oudney 6, 12 u. 3ᵇ; Clapperton's Travels Afr. App. p. 262. Cor. n. Pad. m. Rücks. auf Var. v. Schouw. 11 Mon. März 18²³/₂₄ (Febr. interp.) Med. = 29°.3; n. Kämtz = 28°.7. − $\frac{W.\ 23.8}{S.\ 29.0}$; $\frac{k.\ M.\ 20.6}{w.\ M.\ 33.7}$ cor.
Soccatu	13. 5	3.52 -	600?	29. 7?	Nur e. 4 Mon. Jan.—April 1824 u. 27, obs. Clapperton u. Lander, nach Berghaus' Phys. Atl.
J. Socotora	12.30	51.30 -	—	28. 1?	An d. Küste; aus 5 Mon. Jan.—März, Juni u. Juli 1834, Beob. an Bord des Schiffes v. Haines um 8 u. 8ᵇ. Wärmste Mon. 31°.4. Beng. As. J. V., Lond. Geogr. J. V. Wellsted Trav. Bergh. ber. a. einem Mon. J.: 29°.5.
Kano	12. 0	7. 0 -	1600 ?	26. 1?	Nur a. 5 Mon. Jan., Feb. 1824, Sept.—Nov. 27, obs. Clapperton u. Lander, n. Bergh. l. c.
Sierra-Leone Küste	8.30	15.40W.	—	27. 2	1 J. 1793, obs. Winterbottom 4m. tgl., Std.? (Acc. of the Afric. of S. Leone I. 282). $\frac{W.\ 27.4}{S.\ 26.2}$. Ob sorgfält. ber. Md.? Bergh. phys. Atl. a. 4 J.: 26ª.3?

10.

Ort.	N. B. ° ′	Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Freetown	8.30	15.30W.	...	27. 2	J. u. Std.? aus d. mon. Extr. ber.; dagg. giebt Martin, Br. Col., 26.3 u. 27°.8 an.
Dän. Colonien: Guinea (Christ., Adda etc.)	5.30	2. -	...	27. 4	1¼ J., 16. Oct. 1783—Sept. 84, März—Juni 85, obs. Isert, 6, 1 u. 9h (wahr. Md.). k. M. 25.6; w. M. 28.8. I'a Reis. Guin. 1788 Anhg.
Christiansborg	5.24	2.10 -	...	27. 2	3—4 J. März 1829—Oct. 31, Jan. 183¾, obs. Trentepohl u. Chenon, 6—7, 9, 12, 4 u. 9—10h, nach Pad. mit einer jährl. Cor.-Ziffer u. Rücksicht auf d. Var. corr. v. Schouw, Clim. Italie p. 118; $\frac{\text{W. } 27.4}{\text{S. } 25.5}$, $\frac{\text{k. M. } 24.6}{\text{w. M. } 29\,2}$.
Quorra	5—9°	—	...	29. 3?	1 J. Aug. 183¾, obs. Oldfield Std.? auf d. Schiffe a. d. Nigerfl. Unsicher. $\frac{\text{k. M. } 26.7}{\text{w. M. } 31.7}$.
Guinea-Küste (Zahn-, Gold-, Benin-K. und B. v. Biafra)	3—4°	zwischen 10°W.u. 7° O.	—	26. 6	A. 20 Mon. 1819—22, obs. Kelly um 8, 1 u. 8h; corr. Diese Mon. sind aus einer Reihe v. Schiffabb. zw. d. Fl. Sierra Leone (8¼° n.) u. d. Aequat. ausgewählt. Unsicher. Thoms. Ann. Phil. v. V. (Vgl. üb. d. Goldküste Monrad's Guin.). — $\frac{\text{k. M. } 25.4}{\text{w. M. } 28.4}$.

II. Süd-Afrika.

	S.Br.				
					Sechellen, Mahé: 4°38′ s., 53°5′ O.: 21.7? Nach Martin's sehr ungenauer Aug. Br. Afric. 119. Vgl. Sta. Cruz de Tener. — Oberguinea, Küstentp.: 28½°? Kastn. Arch. XVIII. — Congo 9° s.: 25½°, Schätzung u. Smith, v. Buch Pogg. A. XII.
Deadwood (St. Helena)	15.55	8. 4W.	...	19. 6	2 J. Std.? oba. Short. Martin Br. Col. IV. 528. — Jamea' Town: 22°.8. Zeit? u. Falconer Asiat. J. III. Ennis giebt 23°.3; v. Humb. u. Beatson 22—23° (l. ia.). Aus Beatson's Angabe der j. Extreme in Plantation House u. der Diff. d. Temp., mit Jamest. vergl., folgt für letzteren Ort (Zimmertemp.!) 22°.8? Tracts relat. to S. Hel. by B. 1816 p. XXXIII. — W.: 20°; Agricult. Soc. Hel. Asiat. J. v. 22.
Port Louis (J. de France)	20.10	55. 8O.	40	24. 9	9 J. 1788—92, 1803, 04 (24°.8), 28 u. 31 (Md. 25°.7), oba. Lislet-Geoffroy (50 J. Obs. etwa nicht publ.) Trans. As. Soc. II. Beng. As. J. III. Freycinet Voy. I. 360.

J. de Bourbon	20.52	53.10 -	130	25. 0	Aeltere Angabe: 26°.7; s. Cossigny's Bb. 1732 fg. 27°.0! Cotte Mém. II. — Ort? 1837 a. 4 Beob., Mg., Mitt., Abd. u. Mittn. 22°.8; l'Inst. — $\frac{W.\ 21.7}{S.\ 28.4}$ (8 J.) Powdermills im Innern, nö. v. P. Louis, J.? a. ⊙aufg., Nachm. u. ⊙untg.: 24°.4. Martin Br. Afr. p. 179.
Graaf Reynet	32.11	23.40 -	1100	16. 8	Mehrj. Bb. u. Not. statist. sur l. Col. Franç. t. II. p. 24. In Thomas' Stat. de Bourb. J.: 24°.95. Dasselbe Med. liefern 4 Mon. Jan., Apr., Juli u. Oct. 1818, obs. Desmolières. Billiard Voy. — W. 22.1; S. 26.7.
Tulbagh	33.15	16.45 -	...	19. 3	Die Bai v. Antongil 15½°s. ist nach Le Gentil nicht kälter als Pondichéry? 1 J. Mai 18½, obs. Knox, 6—7, 1 u. 7—8h; Ed. Phil. J. v. V.
Zwartland	33.15	16.15 -	...	19. 2	(a. 2 J. 1821, 22?) Std.? n. Colebrooke, Ed. Phil. J. N. XVIII. p. 241. $\frac{W.\ 11°}{S.\ 25°}$. — J.: 19°.1 n. Martin Br. Afr. p. 51.
Stellenbosch	33.50	16.20 -	...	19. 1	Zeit? n. Colebrooke l. c., 19°.3 u. Löwenberg (a. a.), 19°.1 n. Martin. 2 J. zw. Juli 1821 u. Dec. 1823 a. d. mon. Extr.: 19°.6. 3 J. 1821—23 Std.? Vor- u. Nachmittagsb., a. d. tgl. Bb. im Meteor. Diary v. mir berechn. Nach Colebrooke l. c. ebenso. Löwenberg a. d. Diary (1821—22?) 18°.95; d. J. 1821 aus Mg.- u. Nachm.-Bb. (Std.?) 18°.9, a. d. mon. Extr. dagg. 19°.5 (ebenso aus allen 3 J.). N. Martin 19°.2. — W. 14.0; S. 23.5 (3 J.).
Capstadt	33.55	16. 2 -	...	19. 1	10—11 J.: a) 2¾ J. 1810—12, J.: 18°.9; v. Freycinet ber. u. b) 8 J. α) Sept. 1818 —Juli 1821, obs. Wahlstrand, tgl. Extr.; β) Mai 1822—Aug. 26, obs. Pulemann 3mal tgl.; Std.? (einige Mon. fehlen), deren Med. 19°.2. Freyc. Voy.; v. Buch Pogg. XV., Cap-Zeitg. — v. Humb. l. isoth: 19°.4; Calc. Ph. Trans. v. IV: 19°.6; dasselbe Med. a. mehr. J. haben Colebrooke u. Martin l. c. — W. 14.8; S. 23.4 (a. 11 J.).
Zwellendam	34. 0	18. 0 -	...	18. 7	Bergh. a. 10 J.: Jahr 19°.5; W. 14.2; S. 24.8. Phys. Atl. 4. Lief. 1821—22? $\frac{W.\ 16°}{S.\ 22°}$ Beilage z. Uebers. von v. Humb. Fragm. Asiat. Aus 41 Mon. 1821 —24, deren Med. aus den mon. Extr. ber. ist, erhalte ich dasselbe Jahresmittel!

Ort	S. B. ° ′	Lge. Par. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
George Town	34. 0	20.20 O.	...	16. 6	N. d. Meteor. Diary (1821—22?); n. Löwenberg: 17.8. A. 14 Mon. zw. Nov. 1821 u. Sept. 23 erhalte ich nur J.: 16°.6 (tgl. Extr. oder Mg.- u. Nachmitt.-Bb.).
Hottentots Holland	34. 2	16.28 -	3500 ?	13. 1	2 J. Std.? Bergh. Phys. Atl. 4. — 1830? Std.?: 13°.8 n. Mart. Br. Col. IV. 51.

D. AMERIKA.

A. NORD-AMERIKA.

I. Westküste.

	N. B.	W. Lge.			
Novo-Arkhangelsk (Sitkha)	57. 3	137 38	...	7. 4	Kotzebue-Sund: Sept.-Tp. a. 2 J. 1826 u. 27: 6°.1, daher J. nahe 0° wahrsch. Beechey Voy. App. 3 J. 1832—35 (einige Mon. fehlen), obs. v. Wrangell 1832 um 8, 12, 4 u. 8h, später 9, 12, 3 u. 9h. Corr. n. Leith u. a. neuen St. red. von v. Baer; Bull. Ac. Pétb. t. V. 128. — 1828 (alt. St.) a. d. mon. Extr. 7°.3, Kupffer im Bull., Pogg. XXIII; 1829 n. Erman corr. Md. aus 6, 12 u. 6h: 7°.1 (Kämtz' Met.), n. Lütke mit abweichender Angb. d. Bbstd.: 8°.2; a. beid. J. (mon. Extr.): 7°.7 u. a. 4 J. (29, 32—35): 7°.3. Lütke Voy. aut. du monde. — W. + 1.5; S. 13.5 (3 J.).
Iuluk (J. Unalaschka)	53.52	168.45	...	4. 2	1¾ J. Oct. 1827—Juni 1829 (alt. St.), ungefähr um 8, 1 u. 9h, Md. 4°.4, n. Leith corr. Lütke Voy. I. p. 281 u. Kupffer l. c. (Bull. scient. Pet. 1833 t. II.)
Ft. George (Col.)	46.18	125.20	...	10. 1	2 J. Juni 182½ u. Apr. 182¾, obs. Scouler; a. 6, 12 u. 6h; corr. Kämtz: 9°3; a. d. Jahreszeiten erhalte ich auch 10°.1. Ed. J. Sc. v. VI.
Ft. Vancouver (Col.)	45.38	122.34	60	11. 4	3 J.: a) 183¾, obs. MacLoughlin 6 u. 6h; Compt. rend.: 12°.8, cor.; dasselbe Med. geben 6 u. 2h; u. b) Juni 1833—35, obs. Gairdner 7—8, 12, 3h u. ⊙untg., c. nach Pad., Plym., Leith. Die beiden letzten Jahre geben aus 7—8 Mg., 3h u. ⊙untg.: 11°.5

					unc. James. Ed. N. Ph. J. 1835—6. — N. Kämtz, Zeit? J. 10.8; W. + 3.7; S. 18.4. Vorles. Meteor. W. 183½: + 3.1 cor. San Francisco, 37½° n., Decbrtp.: 10°.0. Erman's Reise.

II. Nordküste, Grönland, Labrador u. die Binnenländer nördl. v. 54° Br.

Winter Harbour (Melville J., Süd-Küste)	74.47	113. 8	—	— 18.7	1 J. Sept. 18½⅝. obs. Parry 2-stdl. (l. Journ. Lond. Geogr. Soc. IX. detaill. veröffentl.). Md.: — 17°.0, ist wegen Einfl. d. Schiffswärme (2 bis 5° F.) nach d. versch. Mon. versch. corr. v. Richardson. N. Arago: — 18°.5 (Ann. Chim. t. 27). Parry Journ. 1821 p. 269 u. Ed. Phil. J. v. XII. — $\frac{W. - 33.5}{S. + 2.8}$; $\frac{- 36.1}{+ 2.5}$ (n. Rich. Corr.).
Pt. Bowen	73.14	91.15	—	— 15.8	1 J. Sept. 182⅓, kaltes J.; obs. Parry. 2stdl. 3d. Voy. 1826. App. N. Richardson's Berechn.; die Bb. selbst geben — 15°.4. Im Sept. 1824 war die Länge zum Theil veränderlich u. östlicher. $\frac{W. - 31.7}{S. + 2.7}$; $\frac{- 33.3}{+ 2.4}$ cor. Rich.
Upernawik (Grönl.)	72.48	58.14	—	— 8.7	Zeit? N. Giesecke's Mitth. Brewster in Ed. Ph. J. N. Schouw a. 3 tgl. B. v. Cortsen, 11 Mon. 183⅓: — 8°.0. Pog. XXVI.
Grönland-S.	72.	22.	—	. . .	Sommertp. = + 1°.4; 1822, tgl. Extr. wahrsch.; bar. a. Scoresby's Bb.; Voy. to Greenl. App. IV. p. 430.
Omenak	70.41	54.19	—	— 8.6	Zeit? N. Giesecke; Brewster ebd.
Victory Harbour.	70. 9	93.54	—	. . .	Med. des ½ J. Oct. 1831 bis Apr. 32, obs. Thom stündl.: — 27°.9; W. — 33.6. Ross' Sec. Voy. App. XLIII.
Sheriffs Harb.	70. 2	94.12	—	— 16.6	1 J. Oct. 183⅓; ebd. — ½ J. $\frac{\text{Oct. 1830}}{\text{Ap. 1831}}$ Md. — 28°.3. $\frac{W. - 32.2}{S. + 1.9}$.
Felix Harb.	70. 0	94.13	—	— 14.8	1 J. Oct. 183⅔; ebd. — ½ J. $\frac{\text{Oct. 1829}}{\text{Ap. 1830}}$ Md. — 27°.3. $\frac{W. - 33.7}{S. + 4.8}$.
Boothia Felix	70. 0	94.10	—	— 15.7	2—3 J., 1829—32; a. d. vorigen 3 Orten; $\frac{W. (3 J.) - 33.2}{S. (2 J.) + 3.4}$. Daaselbe Jahresmittel geben die 2 Jahre Oct. 183⅔: v. Baer rechnet d. j. Med. — 16°.9. Bull. acient. Pét. t. II. N. 19; er hat für April — 31°.9, ich finde bei Ross aus 2 J. nur — 19°.2 u. s. w. D. Berechn. der v. B. mitgeth. mon. Mittel d. einzelnen Std. giebt ebenf. J.: — 15°.7.

Ort.	N. B. ° ′	W. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Igloolik J.	69.19	84.23	—	− 16.6	1 J. Sept. 182⅔, 2-stdl. Bb.; Parry's 2d. Voy. N. Richards. red. weg. d. Schiffswärme. Arago hat, wegen Fehlee in d. Mon. seiner Tab. nur — 13°.9. Ann. Chim. t. 27. Uncorr. Md. d. Bb. — 14°.7; d. Jahr Aug. 1822—23 giebt — 14°.6. — $\frac{W. - 29.7}{S. + 1.7}$; $\frac{- 32.6}{+ 1.5}$ c. Rich.
Godhavn (Grönl.)	69.14	55.44	—	− 5.5	Zeit? N. Giesecke's Mitth. Ed. J. 4. A. Graah's 3 tgl. Beob. 6, 12 u. 8h ergiebt sich Oct. 1823—Juli 24: — 6°.2 (Dec.—Juli: — 6°.9) also d. Jahresmed. gegen — 5°. Fasting obs. 1830 u. 31; das 20-mon. Mittel = — 2°.2; Schouw in Pogg. XXVI.
Winter J.	66.11	85.31	—	− 14.0	1 J. Juli 182¼, obs. Parry 2stdl., ber. v. Richards. Unc. Med. — 12°.3; n. Brewster — 14°.2 (Ann. Chim.; Ed. J. 2). Sec. Voy. NW.-Pass. 1824. Das J. Aug. 18³⁄₄: unc. — 12°.5. — $\frac{W. - 29.1}{S. + 1.5\ (68° Br.)}$, $\frac{W. - 31.6}{S. + 1.7}$ corr. Rich.
Ft. Franklin (Gr. Bären-S.)	65.12	125.33	200	− 8.4	1¾ J. Sept. 1825—7, 1- u. 3-stdl.; n. Rich. Franklin's J., Ed. J. XI. etc. $\frac{W. - 27.2\ (2\ J.)}{S. + 10.2\ (1\ J)}$.
Ft. Enterprise	64.28	115.26	800	− 9.9?	a. 9 Mon. Sept. 1820 fg., tgl. Extr., obs. Franklin u. Richardson (Journ.), v. Rich. ber. mit Interpol. u. wegen veränderter geogr. Br. in einigen Mon. auf 64° Br. red.; dasselbe Med. setzt Brewster. In Ann. de Chim. t. 27: — 9°.2, ohne Rücksicht auf die geringere Br. im Sommer 1820. — W. − 30.6; S. + 10.9 (64° Br.).
Godthaab	64.10	54. 2	—	− 3.3	Zeit? n. Giesecke's Mitth. l. c. 6 Mon. Jan.—Juni 1787, obs. Ginge (Manb. Eph.) geben — 3°.9, der Frühling — 2°.3; 6 Mon. v. Wormskiold Dec. 1812 bis Mai 1813: + 0°.5, n. Schouw l. c.
Ft. Reliance (Sklav. S.)	62.46	109. 1	330 600?	− 5.9?	s. Nov. 1833 bis Mai 34 u. Nov. 34 bis Febr. 35; Md. v. Nov. bis Mai: — 23°.0. Back 15m. tgl.; Arct. Land-Exped. App. p. 563. Jahresmittel durch Interpol. W. − 29°.1 (2 J.).
Slave Lake	61.12	115.32	330?	− 6.9?	S. + 13°.9; durch Interp. die J.-Tp. ber. v. Richardson l. c.
Julianaehaab	60.43	48.21	—	− 0.9	Zeit? Nach Giesecke's Mitth., Brewster l. c. Frederikshaab in 62° n. Sommertp. + 6°.1 n. Müller.

IV. Ft. Churchill	59. 2	95.30	—	−3.7	1 J. 176⅔; Kirwan Temp., v. Humb. l. isoth.; in Kämtz' Tab. J.: — 0°.9, $\frac{W. -5.6}{S. \quad 11.5}$.
Ft. Chepewyan (Athab. S.)	58.43	113.38	470	−4.7?	S. — 15°.6; d. J.-Med. durch Interpol. n. Richardson (eine andere Angabe ist — 1°.6). Frankl. Journ.
Okak (Labr.)	57.20	65.20	—	−3.2	2 J. Aug. 177⅞ u. Aug. $\frac{7}{8}$; de la Trobe in Phil. Trans. f. 1779 p. 657 u. 1781 p. 197. Corr. v. Kämtz, Met. II. v. Humb. giebt — 2°.1, Brewster — 0°.6; bei Cotte — 1°.2. — W. — 15.4; S. 8.1 corr.
Nain („)	57.10	64.20	—	−3.6	3 J. Sept. 17$\frac{11}{30}$, obs. 8, 12, 4 u. 8h; de la Trobe ebd.; v. Kämtz corr.; v. Humb. u. Cotte Mém. II. 473: — 3°.1; Brewster: — 1°.1; Meyer (plant. labr. p. 160): — 4°.2. — W. — 18.5; S. 7.8.
Cumberland House	53.57	104.37	750	0.0	1 J. Sept. 18$\frac{18}{20}$, obs. Franklin u. Richardson (Journ.) z. Theil tgl. Extr.; wegen Entfern. v. C. H. in einigen Mon. und Localeinflusses von Rich. corr. Kämtz: + 0°.2; Arago gegen — 1°.0. Ann. Chim. t. 27 (wenn die mehrere Breitengrade nördlichere Lage in d. Sommermon. nicht in Rechnung gezogen wird). $\frac{W. -15.7}{S. \quad 14.0\ (59°\ Br.)}$; $\frac{-20.2}{19.9\ (auf\ t\ umb.\ red.)}$ n. Rich.

III. Canada und die Verein-Staaten.

St. John's (N. Foundl.)	47.34	54.58	...	3.7	3¼ J. 1834—Jun. 37, obs. Templemann tgl. Extr. $\frac{W. -4.6}{S. \quad 12.5}$; W. M. 14.9. Lond. Met. Soc. Trans. v. I.
Quebek	46.49	73.36	...	5.4?	4 J. n. v. Humb. l. isoth., Brewster Ed. J. IV. Kämtz a. 10 Mon., obs. Gauthier: 5°.6. Sehr unsichere Angaben bei Cotte Mém. II. 520 (1744—48).
II. Cape Diamond	„ „	„ „	310	3.1	8 J. 1829—36, Std.? obs. Watt; a. Trans. Lit. Soc. Qneb.; Martin Br. Col. I.
Ft. Brady (Mich., Sup. S.)	46.39	87.16	560	5.2	3 J. 1823—25; a. 7, 2 u. 9h. Uncorrig. wie alle Med. aus denselben Stunden in Lovell's meteorol. Register for 1822—25. Washingt. 1826. Nach den stündl. Beob. in Europa sind diese Med. bis 0°.3 wahrscheinlich zu hoch. — Amer. Alman. f. 1834.

Ort.	N. B. ° ′	W. L. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Fredericton (N. Brunsw.)	46. 3	69. 5	...	5. 3	Zeit? Mitgeth. v. Mc Grigor, Martin Brit. Col. I.
Ft. Mackinac (Hur. S.)	45.51	87.25	570	4. 3	2 J. 1821, 22, obs. Beaumont, s. 7, 2 u. 9h unc. Met. Table f. 1821 u. Long's 2d. Exped. to Peter's Riv. (Keating). Philad. 1824.
Montreal	45.31	75.55	...	6. 4	12 J. 1826—37, obs. Arch. Hall u. M'Cord, 7 u. 3h; Md. 7°.1, corr.; 1828—34: 7°.9 unc. — $\frac{W. - 7.7}{S. \quad 20.5}$ cor. s. 10 J., deren Md. $6^0.9$ c. — James. Ed. J. XXI. 237, Pogg. A. XLI. 661; Brit. Assoc. Rep. 8th.
					Unter-Canada, Ort? 45° n. Br., J.: $5^0.6$ (1 J. 1820). N. Mc Grigor's Mitth.
					Ober-Canada, Ort? 42° n. Br., J.: $9^0.1$ (?J.). Bonchette Brit. Dom. in N.-Amer. I. 337.
Ft. Sullivan (Eastport., Me.)	44.54	69.16	n. 0	5. 7	6 J.: a) 4 J. 1822—25; zu Sull. obs. Sargent. Lovell's Reg. $\frac{W. - 5.2}{S. \quad 15.5}$; u. b) 1833, 34 z. Eastp. Amer. Alm. 1836 p. 181.
Ft. Snelling (St. Anthony, Missis.)	44.53	95.28	740	6. 9	5 J. 1820—22, 24, 25; obs. Purcell. Lovell's Met. Reg. etc.
Penetanguisbene	44.48	83. 0	570	6. 8	3 J. 1820, 8h Mg., 1823, 3h Nmittg. u. Mai 1824, 8, 12, 3 u. 8h (cor. 7°.2), obs. Todd; auf wahre Med. red. Frankl. Narr. 2d. Exp. App. 2. Geogr. Soc. Journ. vol. IX. 377.
St. Lawrence (N. Y.)	44.40	77.20	370	6. 2	zw. 1828—36, obs. Hale u. Pettibone; Mg. 6, 3h n. eine Std. nach ⊙untergg., daher wohl sehr nahe wahres Med.; dieselbe Zeit gilt für alle die folgenden Oerter, die aus einem Durchschnitt aus den „Returns of meteor. Observ. made to the Regents of the University of the State New-York" für d. einz. Jahre entnommen sind. Die Berechn. der Beob. im St. N.-York rührt von Rom. Beck u. Henry her.
Ft. Howard (Green B. Mich. T.)	44.40	89.22	570	6. 9	4 J. 1822—25, obs. Wheaton. Lovell's Reg. W. — 7.2; S. 20.6.
Halifax (N. Scot.)	44.39	65.57	n. 0	6. 2	4½ J. (einz. Mon. 1820—1828), tägl. Extr.; wahrsch. z. Halifax (N. Scot.). Halib. Hist. Acc. N. Sc. II. 348. — Ohne Angaben in Mart. Br. Col. I.: Jahr 4°.5 u. $\frac{W. - 6.8}{S. \quad 16.1}$.

Burlington (Vt.)	44.28	75.33	320	6.6	8 J. 1803—8, 28 u. 32, Std.? Am. Alm. f. 1834 u. 36.
Kingston (O.-Can.)	44. 8	78.59	...	6.8	1 J. 1832, Std.? nach McGrigor's Mitth. in Martin Br. Col. I.
Middlebury (Vt.)	44. 1	75.32	...	6.4	1 J. 1815, Std.? Am. Alm. 1834.
Sackett's Harb.	43.57	74.37	...	9.2	2 J. 1820 u. 1821. Met. Reg. Unit. St.
Brunswick (Me.)	43.53	72.15	...	5.4	Wahrsch. Med. a. mehreren Jahren. Std.? Am. Almen.
Lowville (N. Y.)	43.47	77.45	760	7.2	3 J. 1828—30. Met. Returns N. York. Ed. J. Sc.
Union Ellesburgh (N. Y.)	43.46	78.31	...	7.4	? J., zw. 1830—36. N. York Met. Ret.
Hanover (N.H.)	43.40	74.30	...	5.0	3 J.: Nov. 1834—37. Med. 4ʰ.5 a. ⊙aufg., 1½ u. 9½ᵇ; Med. a. den beiden ersten Zeiten genommen. Vermont Chronicle, Am. Alm. v. VIII—X. Wegen d. kalten J. zu niedrig.
Portland (Me.)	43.39	72.40	—	7.6	2 J. 1821 u. 22, obs. Eaton in Long u. Keat. Narr. Pet. Riv. u. Met. Reg. Un. Stat.
Ft. Niagara (Ont. S.)	43.15	81.25	230	8.6	1 J. 1822, obs. Ballard. Ebd.
Dover (N. Hampa.)	43.13	73.14	...	6.8	5½ J. 1833 bis April 38, obs. Tufts, ⊙aufg., 1 u. 10ᵇ. Am. Alm. f. 1836 p. 184 u. folg. J.; 1833 u. 34 geben 7ʰ.3. Epping (N. Hamp.) obs. Plummer 2 J. 1833 u. 34: 7ʰ.1.
Concord (N. Ha.)	43.12	73.49	...	6.9	10 J. 1828—37, obs. Farmer, ⊙aufg. (Herbst u. Wint. 6ᵇ), 12—2 u. 9ᵇ; 1828—35 geben J.: 7ʰ.2; W. — 2.6; S. 25.9.
Lewiston (N. Y.)	43. 9	81.30	270	9.1	6 J. 1830—36, N. York Met. R.
Washington (N. Y.)	43. 8	76. 1	...	10.8	3 J. 1828—30, obs. Williams. N. York Met. R.
Rochester (N. Y.)	43. 8	80.11	480	8.5	5 J. 1830, 33—36. Ebdas.
Utica (N. Y.)	43. 7	77.33	450	7.4	(11 J.?) 1826—36, obs. Prentice. A. 4 J.: 8ʰ.8. M. Rat. N. York. Am. Alm. Repos.
Fairfield (N.Y.)	43. 6	77.14	1110	6.9	zw. 1826 u. 36, obs. Kinnicut u. Chassel; a. a. O.

Ort.	N. B. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc, Winter- und Sommertemperatur.
Portsmouth (N. Hampsh.)	43. 5	73.16	...	7. 7	Zeit? Mellish's Descript. Portsmouth Med. 1820: 7°.7. Met. Abst.
Ft. Constitution (Me.)	43. 4	73. 9	—	8. 8	1 J. 1822, obs. Goodnue bei Long u. Kesting. Giebt nach 4 J. (nur) Obs. zu Ft. Howard das wahre Med. —
Ft. Crawford (Prair.duChien Missis.)	43. 3	93.20	550	7. 4	3 J. 1821, 22 u. 24, obs. Meudenhall. Lovell's Met. Reg.
Onondaga (N. Y.)	43. 2	78.30	390	9. 1	10 J.? 1826—29 u. zw. 31—36, obs. Woolworth. N. York Met. Ret.
Cambridge (N. Y.)	43. 2	75.42	...	7. 7	zw. 1828—36, obs. Prime u. Stevenson. Ebd.
Johnstown (N. Y.)	43. 0	76.28	...	7. 3	zw. 1828—36, mehrere Beobachter. Ebd.
Fayetteville (Vt., New Fane)	42.58	75. 2	...	7. 0	7 J. 1. Mai 1826—33, obs. Gen. Mart. Field; ⊙aufgg., 2 u. 9h. Sillimen Amer. Journ. vol. XII. seq. (jährlich). $\frac{W. -61}{S. 189}$ (a. 6 J., deren Med. 0°.2 geringer).
Pompey (N.Y.)	42.56	78.25	1200	6. 5	11 J.? 1826—36, obs. Barrows, Howe u. Huntington. N. York Met. Ret.
Auburn (N.Y.)	42.55	78.48	620	8. 6	zw. 1828—36, obs. Rudd. Ebdas.
Canandaigua (N. Y.)	42.54	79.37	...	8. 2	zw. 1828—36, obs. Howe u. Thurber. Ebdas.
Canajoharie (N. Y.)	42.53	76.55	270	8. 1	1 J. 1830. Zu niedrige Jahrestp.? Ebdas.
Middlebury (N. Y.)	42.49	80.30	760	8. 7	4 J. 1826, 28—30, obs. Cuabing. Ebdas. 5 J. (1815 incl. u. Am. Alm.): 8°.3.
Lansingburgh (N. Y.)	42.48	75.58	—	9. 2	11 J.? 1826—36, obs. McCall. N. York Met. R.
Hamilton (N. Y.)	42.48	77.52	1060	6. 9	zw. 1828 u. 36, obs. Morse. Ebdas. Oneida Institute (Madison Co., N. Y.) — 1830—36. 6°.9. Ebdas.

Cherry-Valley (N. Y.)	42.48	77.26	1250	6.9	zw. 1828—36, obs. Dayton. N. York Met. R.
Schenectady (N. Y.)	42.48	76.15	210	7.9	zw. 1829 u. 36. Ebdas.
Williamstown (Mass.)	42.43	75.33	1000	7.1	Cayuga, Aurora, 42°45′ n. 79°0′ w. 390′ h. 1830: 9°.7. Ebd. 4 J. 1816—19, obs. Dewey, 7, 2 u. 9ʰ. Mem. Am. Acad. v. IV. 386. Amer. Alm. f. 1834. 61.
Albany (N.Y.)	42.39	76. 5	120	9.2	17 J., obs. Romeyn Beck, 7, 2 u. 9ʰ; cor. a. 9°.5. Met. Returns f. 1832. 11 J. 1826—36: 9°.2. N. York Met. R.
Ipswich (N.Y.)	42.39	73.12	...	10.0?	3 J. Obs. 1781—83, Std.? v. Humb. l. isoth. Ungenau, da das Therm. nicht völlig freie Expos. hatte. Kirwan Temp.
Andover (Mass.)	42.38	73.27	180	8.9	11 J. 1798—1808, obs. Jon. French, ☉aufgg. u. Max.; — ☉untergg. dazu ger. giebt 8°.7. $\frac{W. -2.9}{S. \quad 20.6}$ Mem. Amer. Acad. III. 399. Mitgeth. v. Farrar.
Hartwick (N. Y.)	42.38	77.33	...	7.6	11 J.? 1826—36, obs. Hazelins u. Miller. N. York Met. R.
Deerfield (Mass.)	42.35	74.59	...	6.6	1¾ J. März 1817 bis Nov. 18, obs. Hitchcock; 6, 2 u. 10ʰ v. Mai b. Oct. incl.; 7, 1½ u. 10ʰ in d. übr. Mon. Nach Salem um 0°.7 ca. zu erhöhen wegen der Beob.-Jahre. Sill. Am. J. IV. 333.
Salem (Mass.)	42.31	73.14	—	8.9	43 J. 1786—1828, obs. Holyoke; nach Padua corr. Mittel aus 8, 12, ☉untergg. u. 10ʰ: 9°.4; von Hale corr. 8°.4; Med. v. 1786—1818: 8°.7 c.; von 1807—24 8°.6 cor. Mem. of the Amer. Acad. v. II, IV u. N. S. I. 107. Berechn. v. Elisha Clap (im Auszug in Am. Alm. f. 1834 p. 54). Bestbestimmter Punkt in Amerika. Rom in fast gleicher geogr. Br.: $15°.5! - \frac{W. -2.4}{S. \quad ...}$ (47 J.), $\frac{-2.3}{21.1}$ (43 J. unc.), $\frac{-2.1}{20.6}$ (corr.)
Franklin (N.Y.)	42.30	79.34	...	7.5	2 J. 1829 (kalt) u. 30. N. York Met. Ret.
Ithaca (N.Y.)	42.26	78.50	400	9.1	zw. 1828 u. 36; obs. Phinney. N. York Met. Ret.
Oxford (N.Y.)	42.26	77.58	910	7.2	zw. 1829 u. 36. Ebd.
Fredonia (N. Y.)	42.25	81.44	610	9.0	zw. 1830 u. 36. N. Y. Met. R.

Ort.	N. B. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Grenville (N. Y.)	42.25	76.41	...	7. 1	zw. 1826 u. 36, obs. Wheeler. N. York Met. Ret.
Kinderhook (N. Y.)	42.24	76. 5	120	7. 9	zw. 1830—36. Ebd.
Detroit (Mich.)	42.24	85.18	530	10. 1	3 J. 1818, 20—22, obs. Delavan. Met. Abstr. Unit. St.; Long's Exped., Melliah's Descript.
Cambridge (Mass.)	42.22	73.28	—	9. 1	62 J., nach Padua corr. Med. a) 1742—74, obs. Winthrop, 7 u. 3^h, Med.: 10°.1; b) 1783—88, obs. Williams: 8°.1 u. 1790—1812, obs. Webber u. Farrar, 7, 2 u. 9^h: 9°.2. Mitgeth. v. Farrar in Am. Acad. Mem. III. 1809. p. 361. $\frac{W. -2.6}{S. 21.2}$ a. 23 J.; $\frac{-5.2}{21.0}$ a. 29 J.; W. — 5.1 (a. 43 J.), Med. aus 7, 2 u. 9^h.
Boston (Mass.)	42.21	73.24	...	9. 6	10 J. 1820—29; obs. 7, 2 u. 9^h. Sill. J., Am. Alm. W. — 1.4; S. 21.0. Boston Harbour 1821: 8°.8. Met. Abstr. Unit. St.
Medfield (Mass.)	...	...	...	8. 2	12 J. 1821—32, obs. Sanders, ⊙aufg, 2 u. 9^h. Am. Alm. f. 1834 p. 56. $\frac{W. -3.0}{S. 19.6}$. 18 engl. Meil. südw. v. Boston.
Delaware (N. Y.)	42.17	77.14	1300	7. 7	2 J. 1828 u. 30, obs. Johnson. N. York Met. R.
Hudson (N. Y.)	42.14	76. 6	140	10. 5	2 J. 1828 u. 29 (kalt), obs. Fairfield. Ebdas.
Westfield (Mass.)	42. 6	75. 3	...	9. 8	2 J. Nov. 1824—6, obs. Davis, ⊙aufg., 2^h, ⊙unterg. u. 9^h. Nach Davis' u. Atwater's Beob. (im vor. Jahrhdt.) ist das Mittel 10°.
Redhook (N. Y.)	42. 2	76.16	...	8. 7	zw. 1830—36. N. Y. Met. R.
Kingston (N. Y.)	41.55	76.26	180	9. 8	zw. 1829—36. Ebdas.
Providence (Rhode J.)	41.50	73.45	...	8. 5	Brown Univ.; 7 J.: 1810, 11, 17, u. 1832—35, obs. Caswell, ⊙aufg. (Winter) od. 6 (Sommer) 1 u. 10^h. Am. Alm. 1834 p. 61, 1836 p. 182 u. 1837.

Dutchess (N. Y.)	41.41	76.14	...	11. 1	? J., zw. 1828—36, obs. Fay. N. York Met. Rat.
New Bedford (Mass.)	41.38	73.16	...	9. 6	5 J. 1827—31; 4mal tägl. beob. Das Med. aus ⊙aufg., 2 u. 10^h. Jährlich in Sill. J.
Montgomery (N. Y.)	41.32	76.30	...	9. 5	zw. 1828—36, obs. Millspaugh. N. Y. Met. R.
Newburg (N. Y.)	41.31	76.21	140	9. 7	zw. 1828—36, obs. Burt u. Stark. N. York M. R.
Ft. Wolcott (Newport, Rh. J.)	41.29	73.40	—	10. 5	5 J. 1821—25, obs. Turner. Lovell's Met. R. — $\frac{W. + 0.2}{S. \quad 20.6}$ (4 J., Med. 10°.6).
Council Bluffs (Missur. T., Platte)	41.25	98. 3	750	10. 0	6 J. 1820—25, obs. Gale. Lovell's etc. Met. Reg. — $\frac{W. - 4.6}{S. \quad 23.8}$ (4 J., Med. 10°.5).
North Salem (N. Y.)	41.20	75.57	...	10. 1	2 J. 1829 u. 30. N. York Met. Ret.
New Haven (Conn.)	41.18	75.18	...	9. 6	1 J. 1827, giebt wahrsch. nahe d. wahre mittl. Tp. Das sehr heisse J. 1828 dazu gerechnet, würde d. Tp. auf $10°.5$ erhöhen. Beob. v. Olmsted, ⊙aufg. u. 2—3^h. Leider sind die stündl. Beob. v. Loomis 1835 im Zimmer angestellt; ihr Med. ist = dem Mittags-Med. des Jahres 1827. Connect. Acad. Pap., Sillim. Journ.
Clinton (N.Y.)	41. 0	74.39	...	9. 0	zw. 1828—36, obs. Dayton. N. York Met. Ret.
Springmill (a. Schuylkill, Pen.)	40.50	...	...	11. 9	17 J., obs. Legaux Std.? Nach v. Humb. lign. isoth. 602.
New York (N. Y.)	40.43	76.21	—	12. 1	2 J. 1782—4, obs. Retif de la Serve. Cotte Mém. II. 479. Nach Picture of N. York, 1828. ist d. Med: $12°.8$?
Ft. Columbus (N. York's Harb. N. J.)	40.42	76.29	—	11. 6	5 J. 1820, 22—25. Lovell M. R., Meilish Descript. Mit den vorigen 2 J. verbunden: $11°.8$.
Union-Hall (N. Y.)	40.41	76.16	...	9. 9	11 J.? 1826—36, obs. Potter. N. York Met. R.
Erasmus-Hall (N. Y.)	40.37	76.18	...	10. 8	11 J.? 1826—36, obs. Kidder. Ebdas.
Pittsburgh (Pa.)	40.32	82. 8	...	12. 3	1 J. 1820 s. Report West. Stat. Flint.

Ort.	N. B. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Middletown (N. J.)	40.24	76.33	...	12. 1	3 J. Juni 1831—34, obs. Jenkins, ⊙aufg., 2 u. 9h; die beiden ersten Zeiten geben 12°.5. Sill. Am. J.
Germantown	40. 3	77.37	190	11. 3	9 J. Juni 1819—Aug. 1828, obs. Haines, Morg., Mitt. u. Abend (Std.?). Mitgeth. v. Darby Unit. States.
Zanesville(Oh.)	39.59	84.20	...	13. 2	1 J. 1819. Unit. St. Met. Rep.
Philadelphia (Pa.)	39.57	77.31	—	11. 9	20 J., 1807—26, obs. James Yonng, Phil. Insurance Office, Std.? bei Darby. Um annähernd das aus d. Beob. folg. Med. 14°.7 zu red., konnte ich nur v. Humb. Angabe 12°.7 für 7 Jahr zur Corr. d ganzen Beob.-Reihe anwenden; dies ergab 13°.3. Eine 2te auch unsichere Corr. aus 7 J. gleichzeit. Beob. zu Germantown auf die ganze Reihe ausgedehnt, gab dagegen nur 10°.4. A. beiden Medien ist d. Mittel gesetzt. Dieselbe Grösse giebt d. Mittel aus Rush's Angabe: 11°.4 u. Coxe's: 12°.3. Die kalt. J. 1836—38, obs. Cpt. Mordecai Std.? 10°.4; Frankl. Inst. Journ. Nach d. Reports hat 1820: 12°.0 (Normaljahr in Salem). Humb. l. isoth., Drake View of Cincinn. p. 116. — A. Ft. Mifflin 2 J. Bb. auf vielj. Med. red.: 12°.8. — $\frac{W. + 1.1}{S. \quad 24.0}$ (7 J.).
Ft. Mifflin (Delaw.)	39.52	77.32	—	12. 9	2 J. 1823, 24. Lovell's Met. Reg.
Wilmington (Del.)	39.41	77.48	...	10. 7	1 J. Aug. 183⅓. Am. Alm. f. 1836 p. 184.
Marietta (Ohio)	39.25	83.50	600?	11. 6	11 J. 1826—36 (1828—34: 11°.9); oba. Hildreth, ⊙aufgg. (6h Sommer u. 7h Wint.) 2 u. 9h. Jährl. in Sill. Am. J. — Hildr. setzt das wahre (?) Mittel um ½° höher. $\frac{W. + 0.7}{S. \quad 22.1}$ (a. 10 J. 1827—36). Das J. 1819 (Std.?) hinzuger., giebt d. Med. des Jahres 11°.7.
Chillicothe („)	39.20	85. 7	...	14. 9	Nur 1 J. 1819. Std.? Unit. St. Rep. Flint.
Baltimore (In d. Nähe v. B.; Md.)	39.17	78.58	...	11. 6	8 J. 1817—24, obs. Brantz, ⊙aufg., 2 u. 10h. Companion to the Amer. Alm. f. 1834 pt. I. p. 53. W. + 1.2; S. 23.1.

Cincinnati (Oh.)	39. 6	86.47	500	12. 4	9 J. 1806—13, obs. Manafield. Drake View Cinc. p. 94. W. + 0.5; S. 22.8; u. 1819 Med. 13°.7 Std.? Met. Abstr.
Ft. Severn (Annap., Mary.)	38.58	78.52	—	14. 1	1 J. nur, 1822, obs. Claude. Lovell's Met. R. Ft. Washington 1821: $14^{0}.9$. Met. Abst. Unit. States. for 1821.
Washington City (D. C.)	38.53	79.22	...	13. 5	6 J. 1820, 21, 23—25, Mai 182¼, obs. Little u. Melgs, 7, 2 u. 9ᵇ; nach Darby.
St. Louis (Missur.)	38.36	91.56	520	12. 9	7 J. 1830—36? ☉aufg., 2 u. 9ᵇ. Die 3 J. 1817, Mai 181¼ u. 1820, obs. Giddings (Std. 7, 2 u. 9ᵇ?) ber. v. Lew. Beck, geben folg. Med.: J. $13^{0}.5$; $\frac{W. + 1.4}{S. \quad 24.1}$. Vielleicht sind diese in den vorigen 7 J. eingeschlossen. Beck Gazetteer of Illin. and Missouri 1823. p 197. Sill. Am. J. W. + 0.3; S. 24.0.
Jeffersonville	38.12	87.56	...	15. 7	Zu hoch. Nur ein (sehr warmes) Jahr 1819. Met. Abstr.
New Harmony (Ind.)	38.11	90.14	320	13. 7	Nach Troost's Obs. 1826 u. 27 geben 13°.8; 3 J. Juli 1826—28: 13°.7. Aus New Harmony Gaz. bei Darby p. 379. Amer. Trans. 1824. p. 7. Frankfurt (Kent) 38°14′ n. 87°0′ w. ?′ h.: $10^{0}.1$, Med. 1815. Am. Alm. f. 1834.
(Bei) Charlottesville (Va.)	38. 0	80.20	...	15. 4?	6 J. 1823—28, obs. Watson ohne nähere Angaben. Am. Alm. f. 1836. p. 184. Juli 183¾ aus ☉aufg. u. 2ᵇ: 13°.2. Alm. f. 1839. p. 139. Also a. 7 J.: $15^{0}.1$?
Richmond (Va.)	37.32	79.48	...	13. 8	14 J. 1824—37, obs. Chevalier; Morg., Mitt. u. Abd., Std.? Brit. Assoc. 8th. Rep. A 4 J. (1824—27): 13°.4, n. Darby.
Williamsburg (Va.)	37.15	79. 3	...	14. 5	6 J. 1772—77, obs. Jefferson; zu hoch? v. Humb. lign. isoth. 602. — 3 J. 1760—62, obs. Fauquier, 8 u. 2ᵇ, auf wahre Med. reduc.: $13^{0}.5$ (Klimtz). Cotte Mém. II. 606.
Norfolk (Va.)	36.51	78.29	—	17. 5?	1 J. 1822, obs. Archer, bei Long u. Keating Exped. Pet. Riv.
Nashville (Tenn.)	36.10	89. 9	...	15. 4	nur 1 J. 1834, obs. J. Hamilton. Am. Alm. f. 1836. p. 184.

Ort.	N. B. ° ′	W. Lg. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Chapel Hill (N. Car.)	35.54	81.19	...	15. 3	2 J. 1820 u. 21, obs. Caldwell. Std.? Vom Jahr 1822 sind d. Beob. nicht ganz zuverlässig; dadurch würde d. Med., a. 3 J., auf 15°.7 erhöht werden. Sill. Am. J. v. X. 294. W. + 5.4; S. 25.2 (3 J.).
Huntsville	34.36	89.17	...	17. 6	1 (warmes) J. 1819. Met. Abstr. Vgl. Jeffersonville p. 113.
Ft. Johnston (Smithville, N.C.)	34. 0	80.25	...	19. 3	5 J. 1820 u. 1822—25. Lovell's etc. Met. Reg. $\frac{W.\ 11.3}{S.\ 26.7}$ (4 J.).
Charleston (Ft. Moultrie, S. C.)	32.47	82.17	—	18. 6	8 J. 1738—42: 18°.9 und 1822—24: 18°.1. Am. Alm. 1834 u. Lovell's Met. Reg. Vgl. Drayton View of S. Carolina.
St. George's (Bermudas-J.)	32.20	67.10	56	19. 7	1 J. Juli $183\frac{6}{7}$, obs. Emmett tägl. Extr. Phil. Mag. (Lond. Edinb.) 3. Ser. vol. XI. u. XII. Montg. Martin (Br. Col. II.): 23°.2? ohne Angaben. — S. 25°.4 (2 Jahre).
Savannah (Geo.)	32. 5	83.27	...	19. 5	3 J. Juni 1832—34, obs. Williams Std.?: 20°.7. Sill. Journ. XXV u. XXVII; u. Juni $183\frac{7}{8}$, obs. Oemler um 8, 2 u. 6^h nach Pad. corr.: 19°.5; dieselben Stunden sind für die ersten 2 J. angenommen. Am. Alm. v. IX. p. 183. $\frac{W.\ 11\ 8\ (4\ Jahr)}{S.\ 26.9\ (3\ Jahr)}$.
Mississipi Ter. bei Natchez (La)	31.34	93.45	180	18. 4	4 J. 1799—1802, obs. Dunbar. Amer. Phil. Soc. VI. p. 23 u. Humb. MS. $\frac{W.\ 9.2}{S.\ 26.2}$.
Gloster Place	do.	...	...	18. 3	9 J. 1810—18, Std.? Mississ. Republ. Gaz. 1819. $\frac{W.\ 10.0}{S.\ 25.4}$. 2 engl. M. südl. v. Natchez.
JesupCantonm. (b. Natchitoches La.)	31.30	96. 9	140	20. 2	3 J. 1823—25. Lovell's Met. Reg. W. 11.9; S. 28.4.
Ft. Scott	30.43	86.45	...	20. 4	1 J. 1820. Met. Abstr. Flint.
Fernandina (Fl.)	30.35	84.55	—	21. 1	2 J. 1820 u. 21. Met. Abstr. Unit. St.
Baton Rouge (La.)	30.26	93.25	60	20. 0	1 J. 1822, obs. Harney. Long u. Keating Exped. u. Lovell Met. R.

Cant. Clinch (Pensacola, Flor.)	30.24	89.34	...	20. 4	3 J. 1822—24, obs. Elliot u. McMahon. Lovell's Met. R. $\frac{W.\ 11.9.}{S.\ 27.7}$
New-Orleans (La.)	29.58	92.27	...	19. 4	4 J. 1833—36, obs. Barton, ⊙aufg., Mitt. u. ⊙untg. Sill. Am. J. XXXI. Am. Alm. v. IX. p. 185. W. + 11.8; S. 26.5.
St. Augustine (Flor.)	29.48	83.55	...	22. 3	1 J. 1825. Lovell's Met. R.
Ft. St. Philip (La.)	29.29	91.41	—	20. 8	2 J. 1821 u. 22, obs. Lea. Long u. Keating's Exped. u. Met. Abst. Unit. Stat.; 1822 Med. 21°.2.
Ft. King (Fl.)	29. 3	84.30	...	22. 3	1 J. Sept. $183\frac{1}{4}$, 7, 2 u. 9^h. (Berghaus' Ann. XII. 337, corr. 22°.1.)
Cant. Brooke (Fl.)	27.57	84.55	—	22. 4	1 J. 1825. Lovell's Met. Reg. Sumpfgegend.
Key West (Flor. Keys)	24.34	84.13	—	24. 8	6—7 J. 1830—32 u. 34—37 (10 Mon. fehlen), obs. Whitehead. Amer. Alm. f. 1836 fg. Pogg. A. XLIII. Dasselbe Medium geben die ersten 5 J.; die Beob. wurden bis 1832 incl. um ⊙aufg., 2 u. 10^h, von 1834 an mit einem Rutherfordschen Therm. angestellt. Südlichste Stadt der Verein-Staaten. N. Klmtz, Zeit? J.: 25°.2; $\frac{W.\ 22.6}{S.\ 28.7}$. Ich erhalte: $\frac{W.\ 21.1\ (Jan.\ u.\ Febr.\ 7;\ Dec.\ 5\ J.)}{S.\ 27.9\ (6\ J.\ Beob.)}$ u. $\frac{k.\ M.\ 20.7}{w.\ M.\ 28.1}$. — Einfluss d. Golfstroms.

B. MEXIKO UND WESTINDIEN.

Nassau (N. Provid., Bahama J.)	25. 0	79.50	...	25. 8?	Zeit? M. Martin Brit. Colon. II. In der Nähe des Golfstroms.
Habana	23. 9	84.43	(90)	25. 2 (25.0)	10 (od. 8) Jahre. — 1794 obs. um 6 od. 7, 12 od. 3 u. 10^h; a. d. tgl. Extr.: 27°.5 (ganz unzuverlässig, und desshalb nicht benutzt). — 3—4 J., März—Dec. 1800, obs. Ant. Robl(r)edo dies. Std, jedoch im Zimmer; 1801 (zu Habana?), 1806 u. 07; ob dieselb. Std. u. ebenso aufgestellt? Jahr: 24°.85; $\frac{W.\ 21.0}{S.\ 29.0}$; $\frac{k.\ M.\ 20.1\ (3\ J.)}{w.\ M.\ 29.6\ (4\ J.)}$. — 3 J. 1810—12, obs. J. Ferrer tgl. Extr.?: Jahr: 25°.7; $\frac{W.\ 21.8}{S.\ 28.5}$; $\frac{k.\ M.\ 21.1}{w.\ M.\ 28.8}$. Nach R. de la Sagra leiden die Beob. in der Stadt wegen ihrer Lage an Localität-Einfl.,

Ort	N. B. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
(Habana)	(23. 9	84.43)			durch den die Temp. erhöht wird. Er hält seine Beob. (Aug.1823—1.Apr.35) für möglichst frei davon; sie sind ausserhalb d. Stadt angestellt, doch wohl nicht im Zimmer (Cuba I. p. 103: „en la casa del Jardin botan. (?)" Er scheint die tägl. Extreme beob. zu haben; doch steht in Humb. Voy. t. XII. 199. bei mit seinen Angaben übereinstimmenden Med. f. 1825, er habe 3mal tgl. obs.! Seine Instrumente waren mit denen des Paris. Observ. verglichen. Aus den vollständigen 7 Beob.-Jahren 1825—31 ergiebt sich Jahr: $25^0.05$; $\frac{\text{W. } 22.6}{\text{S. } 27.4}$; $\frac{\text{k. M. } 21.9}{\text{w. M. } 27.5}$. — Aus Ferrer'a u. Sagra's Beob. in 10 J. ergiebt sich: J.: $25^0.25$; $\frac{\text{W. } 22.4}{\text{S. } 27.7}$; $\frac{\text{k. M. } 21.6 \text{ (Jan.)}}{\text{w. M. } 27.9 \text{ (Aug.)}}$. Vgl. Matanzas. Rechnet man 1806 u. 07 (Std.?) Obs. in der Stadt hinzu, so ergiebt sich J.: $25^0.36$. — Frühere Angaben: 24°.8; 25°.3. Aus 6 J. u. Kämtz J.: $25^0.5$; $\frac{\text{W. } 22.0}{\text{S. } 28.5}$; $\frac{\text{k. M. } 21.3}{\text{w. M. } 28.7}$. Aus 8 J. (bis 1829) J.: $25^0.4$; $\frac{\text{W. } 22.3}{\text{S. } 27.8}$; $\frac{\text{k. M. } 21.8}{\text{w. M. } 27.9}$. Die Med. z. Theil a. d. MS. v. Humb. u. Sagra mitgeth. H's Voy. t. XI, XII; Conn. d. tems, 1817. p. 338. Ramond de la Sagra verbessert seine ältere Angaben (in Mem. Soc. econ. Haban., Anaes d. Cienc. Hab. 1830., Mem. Hortic. Cubana. New York 1827; daraus auch in Ann. Chimie t. 33, Bibl. univ. Génève; Hist. econ. stat. de Cuba. Hab. 1831) in d. Hist. fisica etc. de la Isla de Cuba I. 96 fg. Einfluss des Golfstroms in N. u. W. Vgl. Calcutta, Canton u. Macao, Rio-Janeiro.
Ubajay (Cuba)	23. ..	. . . .	290	23. 0	4—5 J. Dec. 1795—Febr. 1800, obs. Robl(r)edo 7, 12 u. 10h (nahe wahr. Med.). $\frac{\text{W. } 18.0 \text{ (5 J.)}}{\text{S. } 28.3 \text{ (4 J.)}}$; $\frac{\text{k. M. } 17.2}{\text{w. M. } 28.7}$. — 5 Seemeilen v. la Habana auf einem Plateau. A. d. MS. b. Humb. Voy. XI, XII. (Sagra l. c.)
Guanabacoa (Cuba)	....	. . . .	...	24. 8	1 J. Oct. 18$\frac{1}{2}$, obs. um 6, 12 u. 9h (nahe wahr. Md.). Huber Aperçu stat. de Cuba. p. 199. 4—5 M. v. Habana.

Matanzas (Cuba)	23. 2	83.58	110	25. 5	3 J. 1833—35, obs. Mallory ⊙aufgg., 2^h u. ⊙untgg.; Med. 25°.8, corr. Aus der Diff. d. Bb. der tgl. Extr. mit jenen 3 tgl. im J. 1835 ergiebt sich das corr. Md. 25°.7, $\frac{W.\ 24.3}{S.\ 28.3}$ (1 J.); $\frac{22.5}{27.6}$ (3 J.), $\frac{k.\ M.\ 24.3}{w.\ M.\ 27.8}$ unc. Vgl. Habana.
Veta grande (bei Zacatecas)	22.50	104.45	8030	13. 8	2 J. 1829 u. 30, obs. Burkart 8½^h Mg. u. 4½^h Abd. i. Zimmer (Med. 14°.1), corr. n. Var. B's Reise in Mexiko I. $\frac{W.\ 10.1}{S.\ 16.2}$, $\frac{k.\ M.\ 0.8}{w.\ M.\ 17.5}$ unc.; $\frac{W.\ 0.6}{S.\ 16.0}$, $\frac{k.\ M.\ 0.0}{w.\ M.\ 17.3}$ cor. Veta gr. liegt 2 leguas n. v. Zacat.
Dominica (bei C. Français)	19.46	74.38	...	26. 6	1 J. Mai 178⅔, gute Bb. um 7, 12, 3 u. 7^h (Med. 27°.3), corr. Voy. d'un Suisse dans différ. Colon. d'Amér. 1786. p. 336. Bei Kirwan Eat. Temp.: 27°.2.
Tlalpujahua	19.45	102.35	7870	15. 4	1 J. Sept. 182⅓, obs. Burkart um 8, 2 u. 6½ (Md. 15°.6), corr. n. tgl. Var. — $\frac{W.\ 12.7}{S.\ 17.3}$, $\frac{k.\ M.\ 12.1}{w.\ M.\ 19.0}$ unc.; $\frac{W.\ 12.6}{S.\ 17.1}$, $\frac{k.\ M.\ 12.0}{w.\ M.\ 18.0}$ cor. B's Reise I.
Camp de Loniae (Domingo)	19.42	....	...	25. 1	Juni 1775—Sept. 76, obs. Thomas 3mal tgl. Cotte Mém. II. 294. Bei C. Français. Tivoli (St. Dom.) Höhe? 23°.3 (1779; Kirwan Temp.).
Xalapa	19.30	99.15	4060	18. 2	Zeit? v. Humb. lig. iaoth. 579. — Valladolid de Mechoac.: 19°42′ n. 103°12′ w. 6000′h.; 18°.0. — Real del monte, 8600′h.: 14°.0. Enero: 19°.8. v. Humb. Nov. Gen. t. I.
Mexiko	19.26	101.26	6990	16. 3	1 J. 1826, obs. 7, 3 u. 11^h (Md. 15°.9), n Var. (⊙einfl.?) cor.; Burk. Mex. I. Alzate's Bb. Ap. — Dec. 1769; 7 u. 6^h geben f. 9 Mon. 16°.6; Cotte Traité p. 339. u. Mém. II. Nach v. Humb. l. iaoth., Neu-Spanien IV. u. Voy. I.: 17°.0. Wohl zu hoch sind die Angaben (Std. unbekannt): 19°.8, Lyon's Mex. 1828. II. 196 (Richardson); Sommer: 20°.7; u. ferner 19°.9 für Mai 183⅓ n. v. Gerolt's Mitth. — $\frac{W.\ 12.0}{S.\ 18.4}$; $\frac{k.\ M.\ 11.1}{w.\ M.\ 18.5}$ unc. Burk.
Toluca	19.16	101.42	8240	14. 0	Zeit? Lyon's Mexiko ebd.; v. Humb.: 15°.
Vera Cruz	19.12	98.29	—	25. 4 (24.6)?	13 J. Apr. 1791—1803, obs. de Orta an Dollondschen verglichn. Therm. 6, 12, 4 u. 10^h; a. d. Mittagsmed. corr. von v. Humb. Nouv. Esp. IV. Ch. 12. n. Manuscr. Aus 5 J. (?) nach Kämtz 25°.0 (Temp. Taf. Meteor. II.). Nach Madras corr. wäre d. Med.: 23°.8, nach Lütke's Bb. auf d. still. Ozean: 25°.16. Dieser Schatz von Beob. ist vielleicht verloren gegangen. — $\frac{W.\ 21.8}{S.\ 27.5}$; $\frac{k.\ M.\ 22.1}{w.\ M.\ 27.7}$. — In einer dürren Ebene.

Ort.	N. B. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc, Winter- und Sommertemperatur.
Puerto Rico	18.29	68.33	...	26. 9	J.? oba. José Vertez um 7, 12 u. 5^h (Med. 27°.4), corr. Flinter Acc. present State of Puerto R. 1834.
St. Domingo	18.29	72.20	...	27. 3	Zeit? Kretschmar Zeitschr. f. Met. I. N. Kirwan (Temp. p. 157): 27°.2; n. Sagra's Cuba: 26°.2.
St. Bernard's (Tortola)	18.27	67. 0	800	26. 0	3 J. 1831—33, a. 6, 2 u. 6^h, corr. $\frac{\text{k. M. } 24.2}{\text{w. M. } 27.3}$ c. Berghaus' Almanach 1837.
St. Thomas (Virg. I.)	18.21	67.16	...	27. 3	1 J. 1833, a. 6—7, 4 u. 8^h. **W. 26.6; S. 28.2?** Ebdas.
Port Antonio (Jam.)	18.20	78.40	...	25. 3	2 J. 1819 u. 20, obs. Arnold Mg. u. Mittga. Brewster, dessen Formel 23°.9 giebt, hält das Mittel noch für zu hoch (?). Edinb. Phil. J. v. 7. An der Nordküste. Kingston, a. d. Südküste v. Jam., soll 26°.7 haben. Ebdas. Spanish Town, a. d. Südküste v. Jam., soll 27°.2 haben. Kirwan.
Jamaica	(17.50?	79. 2?)	...	26. 1	Ohne Ortsangabe. 5 J. 1786—90, obs. Col. Lindsay 3mal tgl. Die Zeiten der Extreme (⊙ auf. u. 1—2^h) geben 26°.1; 8—9^h Abd. hinzuger. ein nur um 0°.1 niedrigeres Medium. $\frac{\text{W. } 24.6}{\text{S. } 27.8}$; $\frac{\text{k. M. } 24.4}{\text{w. M. } 28.1}$. Mitgetb. v. Trevelyan in James. N. Edinb. J. 1827.
Chilpantziugo	18.11	...	4250	20 .6	Zeit? Humb. l. isoth. p. 579. Auf einem wärmestrahlenden Plateau, a. d. Westabfall.
Stoney Hill	18. 5	79. 8	1200	23. 7	? J. Md. a. 6, 2 u. 6^h (24°.0; Berghaus' Temp.-Taf., wo die Höhe 1880′) corr. Tulloch's Report Sickness Westind.
Up-ParkCamp (Jam.)	17.58	79.10	200	27. 0	Zeit? Mitth. a. McGrigor's office bei Martin Brit. Col. II. 2 engl. M. n. v. Kingston. Daaselbe Mittel setzen Blagden und Hunter für die Küste nach v. Humb. l. isoth. Tabl. 602; nach Sagra's Cuba: 27°.2.
St. Barthelemy	17.53	65.20	...	26. 5	1 J. Mai 178$\frac{5}{7}$ obs. Fahlberg 6, 12 u. 6^h (Med. 26°.6); cor. a. 6 u. 12^h. Aus dem Bb.-Journ. berechn. N Schwed. Akad. Abbdl. VIII. 134. $\frac{\text{W. } 26.1}{\text{S. } 27.4}$; $\frac{\text{k. M. } 25.9}{\text{w. M. } 28.5}$ (a. 6 u. 12^h).
St. Croix	17.44	67. 9	...	27. 7?	Zeit etc.? Berghaus' Almanach f. 1837. p. 450.

Belize (Honduv.)	17.30	90.29	...	26. 4	Zeit etc.? Mitgeth. in Martin Brit. Col. II.
St. Kitt's J.	17.15	65.12	...	27. 2	Zeit etc.? n. Tulloch's Report. West-Ind.
Antigua	17. 3	64.27	...	26. 5	Zeit etc.? b. Martin l. c. p. 360.
Acapulco	16.51	102. 9	...	26. 8?	Zeit etc.? n. Berghaus' Temp.-Taf. (Länderk. I.), a. Angab. in Humb. Prolegom.?
Basse Terre (Guadel.)	15.59	64. 5	...	27. 5	Mehrjährige Beob. Std.? Not. statist. sur l. colon. franç. I. 159. Hist. phys. des Antilles p. Moreau de Jonnès I. 186. Le Gaux Beob. 1782: 28°.4. Cotte Mém. II. 375. Nach Monnier's Déscr. de Martin. hat die trockne Zeit: 26°.2, Regenzeit: 27°.5.
Roseau (Dominica)	15.18	63.42	...	25. 6?	1 J. (Dec. interp.). Martin l. c.
Ft. Royal (Martin.)	14 36	63.22	...	27. 2	Mehrjähr. Beob. Std.? Not. statist. Col. franç. I. M. de Jonnès' Hist. d. Antilles.
Barbadoes	13. 5	61.57	...	26. 4	Zeit etc.? Hist. d. Antilles I. 189.
Kingstown (St. Vincent.)	12.56	63.10	...	27. 1	Mittel aus 3 J.-Med. (ohne Angabe der Std. etc.): a) 1831: 27°.1, b) 26°.8 u. c) 27°.5. M. Martin l. c. Berghaus Alman. f. 1837.
Antillen	....	....	—	27. 5	Nach v. Humb. lig. isoth. Mém. d'Arcueil III. 508. Mittlere Temp. des Antillen-Meeres aus einer grossen Anzahl einzelner Beob.: 26°.5. Dess. Voy. t. XII.
Curaçao	12. 6	71.22	...	27. 5*	J. a. Dörffel's Bb. v. Nov. 1756 bis Juli 1757 um 5, 12 u. 9h her. S. Paramaribo (S.-Am.).
Puerto de España	10.39	63.58	...	26. 7	Zeit? n. Tulloch's Report. Aus d. (mon.?) Extr. bei Martin l. c. ergiebt sich nur: 25°.6? — Aus Lavayssé's sehr unvollständ. Angab. (Voy. Trinidad etc. t. I. p. 194) ergiebt sich auch ungef. 26°.7 (in Gehler's Wörterb. Bd. IX.: 27°.5?). — P. d. Esp. an der Westküste der Insel Trinidad.

*) Englische Colonien in Westindien, Windward- u Leeward-Inseln, zwischen 10 u. 17° n. Br. u. 62—65° w. Lg. im Durchschnitt 26°.9, in keiner über 27°.8 oder unter 26°.1. Tulloch's Parl. Stat. Report Sickness etc. in the West-Indies (nach Auszügen in engl. Journalen).

Ort.	N. B. ° ′	W. Lg. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
					C. SÜD-AMERIKA.
Rio de la Hacha *)	11.28	75.20	—	28. 3	Jahrestp. abgeleit. aus Bb. um 7 u. 3^h (corr.) v. Dec. 1822 b. Juni 23 d. Col. Francis Hall u. Wright. Ann. Chim. 1833. Phil. Mag. N. S. vol. XII, XV. — Trockne Küste.
Santa Marta	11.19	76.29	nahe 0	29. 0	J. a. 3 Mon. 182$\frac{0}{1}$ (27°.9). Unsicher. Fr. Hall u. Wright l. c. Boussingault fand die Tp. eines 5^m tiefen Brunnens im Juli: 28°.6. Sehr trockne Gegend; weisser Sand.
Barranquilla	10.50	77.10	„	27. 1?	J. a. 2 Mon. Bb. 1820. Hall, Ann. Chim. t. LIII. 225; Wright l. c. Münd. d. Rio-Magdal.
Maracaybo	10.43	74.12	„	29. 0	1 Jahr Sept. 182$\frac{3}{4}$, obs. 6—7 u. 2—3^h. Corr. Wright Phil. Mg. XIV, XV. $\frac{\text{W. } 27.6}{\text{S. } 30.2}$, $\frac{\text{k. M. } 27.0}{\text{w. M. } 30.3}$ c. Vielleicht die heisseste Gegend in der neuen Welt. — Sandige Ebene.
La Guayra **)	10.37	69.27	—	28. 1	Aus Herrera's Obs. Mai 1799 bis Jan. 1800, Mittags, abgel. v. Humb. Voy. t. II, IV. N. Rivero u. Bonssing. dagegen nur 27°.0. — $\frac{\text{W. } 23.5}{\text{S. } 29.0}$. Am Fuss einer hohen Bergkette.
Caracas	10.31	69.25	2730	22. 0	A. einigen Mon. Obs. v. Humboldt's (21°.5) u. Sept. 1821—Mai 22 b. Wright l. c. (21°.9); n. Fr. Hall: 22°.0. Humb. Voy. t. IV, XI. — Vielleicht zu hoch. $\frac{\text{W. } 20.9}{\text{S. } 23.4}$. In einem nicht breiten Thale. Selten heitrer Himmel.
Cumana	10.28	66.30	—	27. 4	A. d Bb., theils um 7 u. 2^h, mit corr. Therm., Nov. 1799 b. Aug. 1800, v. Rubio, v. Humboldt (5 Mon. 1799 u. 1800). Wegen d. Std. corr. — Humb. Voy. t. XI, lign. isoth.: 27°.7. Semanario del N. R. de Grenada t. I, II. Ann. Chim. t. XXII, XXXIII, LIII. — k. M. 26.2; w. M. 29.1. — Trockene, wenig waldige Gegend mit weissem, staubigen Boden.
					Columbia, mittlere Tp. d. atlant. Küste a. 4 Orten: 28°.3 (n. Wright: 28°.1).

Cartagena de Indias: 10°25′ Br. 77°50′ Lg. — 4 h.: 27°.7. Aus einigen Beob. v. Wright. Tp. d. Wassers einer Regencisterne (Juli 1832): 27°.5, Bouss. Sumpfgegend. — Barranco nuevo: 27°.6, Bouss. — Maracay (Tacar.-S.), 1350′ h.: 25°.5, Rivero u. Bouss. — N. Valencia: 10°10′ Br. 70°35′ Lg. 1430′ h.: 26°.0; u. 2 Mon. 1821, Wright, l. c. N. Holl 25°.7; u. Bouss. u. Rivero auch 26°.0 (1500′ h.). — La Victoria: 10°13′ Br. 69°31′ Lg. 1730′ h. (Thal v. Aragua): 25°.6, u. Riv., Bouss, Holl; 25°.5, Humb. Voy. t. V. — Barquisimeto, 1600′ h.: 25°.6, Riv. u. Bouss. Trocken. Vgl. Wright l. c. — Tocuyo (Venez.), 1940′ h.: 24°.4, Riv. u. H. — Truxillo (Venez), 2260′ h.: 25°.0, R. u. B.; 2360′ h.: 24°.0, Wright — Curache (Venez), 3620′ h.: 21°.3, Bouss. — Merida, 4980′ h.: 20°.5; aus: 22° u. Bouss. u. 19° n. Wright. Plateau. — Cucuta, 380′ h.: 28°.3, Wright. — Muenchirs, 9210′ h.: 14°.4. Trock. Sierre de Merida Hall, Bouss. — Khuen v. Venezuela, 500′ h.: 29°.3 (?) Wright, Holl (Humb. de distrib. plant. 92). — Magdelenen-Thal, 610′ h.: 28°.3, Wright, Hall u. wenigen Bb. — Orinoco-Thal, 470′ h.: 25°.7, v. Humb., Holl

San Carlos	9.30	71.15	510	27. 5	Zeit? n. Rivero u. Bouss.; n. Hall: 27°.3. A. Juni 1821 folgt nur gegen 27°.0. — Grosse Ebene.
Panama	9. 0	81.41	...	27. 1?	A. 1 Mon., 18. Sept.—Octb. 1824. Hall u. Wright l. c.
Antioquia	7.15	77.30	1360	25. 1	A. den Angb. v. Humb. 25°.0 (l. isoth.) u. Bouss. 25°.3 l. c; Estrella, 5300′ h.: 18°.8; obs. Restrepo. Bergig. — Aguadas, 6770′ h.: 16°.5, Bouss. — Sonson, 7500′ h.: 14°.0, Bouss. Waldig. — S. Rosa, 7900′ h.: 14°.3, obs. Restrepo. Kleines isol. Plateau. v. Humb. lign. Isoth.
Pamplona	7. 5	74.49	7520	16. 2	Zeit? v. Humb. l. isoth. Mém. d'Arc. t. III. 581.
			6810	16. 5	Zeit? Bouss. u. Rivero.
Stabroek (Demerary)	6.45	60.24	...	27. 1	A. J. (mon.) Extr.; Jahre? Martin Br. Col. II. W. 26.1; S. 27.4. Guiana: 28°.1, W. 27.6; S. 28.7. Zu hoch. v. Humb. l. isoth. Brit. Guiana (Ort?), 6° n. Br.: 26°.9. Tulloch's Report. West-Ind.

*) Die Resultate aus den von Hall u. Wright mitgetheilten Beob. sind meist aus wenigen Monaten oder einem einzigen Jahrgange höchstens abgeleitet, und solche Jahres-Temperaturen können deshalb nur als den wahren genäherte Werthe betrachtet werden; ausserdem sind die Beob.-Std. oft nicht dieselben. Holl's u. Wright's Mittel weichen von den hier gegebenen mehr oder weniger ab, da sie selten auf die Abweichung der Monate vom Jahresmedium etc. Rücksicht genommen.

**) Teenstra bestätigt die hohe Temp. dieser Küsten, vielleicht aber auch eine grosse Veränderlichkeit. Nederland. West-Ind. Eild. 1837. II. St.

Ort.	N. B. ° ′	W. Lg. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Rio Berbice	6.29	. . .	. . .	27. 1	1 J. 1772, obs. Maase, 7, 3 u. 6½—7ʰ, corr. Verhand. Haarl. Maatsch. d. XVI.
Medellin	6.15	78.10	4650	20. 5	Zeit etc.? v. Humb. u. Bouss. Plateau.
Paramaribo (Surinam)	5.45	57.33	. . .	26. 5	2—3 J. (Mai u. Dec. nur 1 J.) Jan. 1833 bis Febr. 35, obs. Dieperink, 7, 2 u. 7ʰ, Med. 26°.8, corr.—Juni—Aug.: $26^0.4$, Dec.—Fbr.: $25^0.6$, $\frac{\text{k. M. } 25.3}{\text{w. M. } 27.9\,(\text{Sept.})}$, cor. n. tägl. Var. Mitgeth. v. Wenckebach in Nat.- en Scheik. Arch. 1838 dl. VI. p. 65. Bull. d. Scienc. phys. 1839, Surinamsche Alman. voor 1828, 34 etc.
Am Commewyne (e. Plantation)	5.38	55. 2	. . .	26. 7	2 J. 1743 u. 44. Std.? Med. 25°.6; bei Cotte (u. Kämtz) 25°.5 unrichtig. N. Wenckeb. a. Holland's Magazijn 1750. III. Wendet man Dieperink's Beob. Mai b. Aug. 1825 um 6, 12—1 u. 10ʰ (Alg. Konst- en Letterbode) zu einer Corr. der Temp.-Curve u. des jährl. Med. an, so erhält man J. 26°.7, was mit Dieperink's Bb. zu Param. gut übereinstimmt. Bull. Sc. phys. de Néerl. 1839, livr. I.
Vega de Zupia	5.35	78.35	3770	21. 5	Nach zahlreichen Beob. 1825, 26 u. 29, Std? n. Boussingault. Ann. de Chim. 1833.
Marmato	5.27	77.45	4390	20. 4	(2 J. 1833, 34?) n. Bouss. l'Institut. 1836.
Tunja	5.20	76.15	8800	13. 7	Zeit? N. v. Humb. l. isoth. u. Bouss. Ann. Chim. l. c. — Grosses Plateau.
Honda	5.12	77.15	1130	24. 9	Zeit? N. Francia Hall u. Wright genauea Med. — Höhe n. v. Humb. 283 m.
			640	(27.7)	„ N. Boussing.
					Orinoco, 5—8° n Br.: $27-28^0$, v. Humb. Voy. VIII. — Mariquita, 1690′ h.: $25^0.4$, Bouss. — Giramena, Meta-Steppen, 660′ h.: $27^0.2$, n. Bouss., Roulin u. Rivero. — San Martin, ebd., 1330′ h.: $26^0.6$, n. denselben Beob. — Guaduas, 35°3′ n. 77°8′, 3540′ h.: $19^0.7$, v. Humb. l. isoth.; 3150′ h.: $23^0.8$, n. Boussing. l. c. Oft nebl. Himmel.

(Neu) Anserma Nuevo	4.50	78.32	3230	23. 8	Zeit? Aus Caldas' Beob.; Bouss. hat 23°7. — Im Canca-Thale.
Carthago	4.45	78.27	2950	23. 8	Derselbe Beob.-Ort? N. v. Humb. Angabe. Das Canca-Thal ist local sehr warm.
Santa Fé de Bogota	4.36	76.34	8100	15. 0	1—2 J., 7 Mon. 1808, obs. Caldas, Bouss. u. Rivero 182½: a. 9 u. 4h, unsichere Corr. N. v. Humb. Berl. Akad. Berichte 1838 p. 41: 14°.5. Aeltere Angaben 14°.3, a. Mutis' Beob., lig. isoth.; 14°.6, 16° 2. Voy. t. X u. XI. Hall giebt 15°.8. Phil. Mg. v. XII. — K. M. 14.2; w. M. 16.6 uncorr. Grosses Plateau. Facativa, a. Rande des Plat. v. Bogota in gleicher Höhe: 13°.1.
La Meza	4.27	76.57	3960	22. 5	Zeit etc.? v. Humb. lign. isoth. — Tocayma: 4°20′ Br. 77°10′ L. 1480′ h; 27°.5 v. Humb. Ebd. p. 580. — Cayma, 1210′ h.: 27°.7, Bouss. — Estangue, 1310′ h.: 26°.8, Boussing. l. c.
Annay	3.56	60.56	1000 ?	. . .	Med. d. 6 Mon. Oct. 1835 bis März 36 zw. 6 u. 6h (?), obs. Schomburgk: 26°.7. Lond. Geogr. Soc. Journ.
Neiva	3.10	77.45	1600	25. 0	Zeit? a. Obs. Caldas' n. v. Humb. l. c. — Caripe, 2180′ (3000) h. nicht unter 16°.8; v. Humb. Voy. III. (aus d. Sept.-Med.: 18°.5). Zu p. 121.
La Plata	2.30	78.12	3230	23. 7	Zeit? a. Obs. Caldas' n. v. Humb. In einem sehr heissen Thal b. R. Magdalena.
Popayan	2.26	79. 0	5470	18. 6	Zeit? a. Obs. Caldas' (18°.7). v. Humb., Hall u. Wright l. c. Boussing setzt die Höhe 5570′, die Bodentemp. 18°.2 (im Tabl. 17°.5). Auf einem kleinen, wenig über dem Cauca-Thal erhobenen, bergigen Plateau.
Almaguer	1.54	79.15	6960	17. 10	N. v. Humb. l. is. Mit dichter Veget. bedeckter Abhang der Cordill.

13. In Choco: Tumaco: 1°40′ Br. 80°55′ L. 7′ h.: 26°.1, Bodentp. in 1′ Tiefe, im Febr. 1832 beob. v. Bouss. Sehr feuchte Waldgegend. — Novita, 550′ h.: 26°.1. Feucht u. waldig. — Haguita, 1430′ h.: 26°.1. Waldig. — Tumbo Orq., 2260′ h.: 25°.0. Waldig. — Chamí, 2770′ h.: 22°.5? Waldig. Im Canca-Thal: Cartago, 2910′ h.: 24°.5, vgl. oben. — Ruidanello, 2930′ h.: 24°.4. — Buga, 3030′ h.: 24°.4. — El Pelo, 3420′ h.: 23°.3. — Arma, 4360′ h.: 20°.5. Sämmtlich Angaben von Boussingault l. c.

Pasto	1.13	79.42	8030	14. 6	Zeit? A. Caldas' Bb. u. v. Humb. u. Bouss. Bodentp.: 14°.7. Waldberge.

Ort.	N. B. ° ′	W. Lg. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Zotara, 6910′ h.: 16°.0, Bouss. Waldig. — Mulvasas, 9360′ h.: 12°.4, n. Caldas. — Plat. de los Pastos, 9480′ h.: 12°.5, v. Humb. Sehr kaltes Plat. — Putará (h. Iburra), 9220′ h.: 10°.0, Bouss. Feucht. — Cumbul, 9900′ h 10°.7, Bouss. Plateau. — Die Paramos, 10750′ h.: 8°.5, v. Humb. — Paramo de Herve, 9730′ h.,: 10°.3, Bouss. Waldig.					
Esmeraldas	0.51	81.55	...	26. 5?	N. Fr. Hall's Angb.; Bouss. a. Obs. im Juni 1828: 26°.4. Feuchte Waldgegend. Ann. Chim. t. LIII. 225.
					Die Westküste zwischen 9° n. u. 3° s. Br. aus 4 Orten: 26°.4 (n. Wright: 26°.7).
					West-Küste zwischen 10° n. u. 10° s. Br.: 26°.6 n. Pentland.
					Aequatorialzone zwischen 3° n. u. 3° s. Br.: 27°.5, v. Humb. (Bouss.);
					Aequatorialzone . . . . . 27°.6, Hällström a. Lütke's Beob. im still. Ozean. Obs. d. Pendule. 1836.
Quito	S. Br. 0.14	81. 5	8970	15. 6	A. 29-mon. Beob. zw. Juli 1825 u. Juli 28, mehr. Mon. Lücken, v. Hall u. Salsza, ⊙ aufg. (6, selten 7ʰ) u. 2ʰ. Vielleicht noch zu hoch. — N. Fr. Hall: 15°.8. Temp. d. trocknen Erde 15½° n. Bouss.; v. Humb. a. 4 Mon. nur 14°.4, 15°. — $\frac{\text{W. 15.6}}{\text{S. 15.6}}$; $\frac{\text{k M. 14.8}}{\text{w. M. 16.3}}$. — Lign. isoth., Pogg. XL, Ann. Chim. 1833, Phil. Mg. v. XV. — A. Fuss d. Pichincha.
Cordill. v. Quito, 0° bis 1°30′ s. Temp. d. Ebenen: 27°.7; Sommer 28°7, v. Humb. — Mindo, 3690′ h.: 18°.6, Fr. Hall Am Westabhange des Pichincha. — La Chorrera (bei Quito), 7670′ h: 16°.1, Bouss. Trocken. — Antisana, Meierei, 12300′ h.: 4°.4. Plateau. Vergl. Drontheim u. Petersburg. — Lieco (bei Quito), 10920′ h.: 8°.9, Bouss. — Gletscher des Antisana, 16800′ h.: — 1°.7. — Vergl. auch die Beob. v. Wright Phil. Mg. XV.					
Llactacunga	0.55	82.40	8850	15. 0	A. ½ Mon. 1826 deduc. J.: 14°.5 n. Wright. Phil. Mg. XV. N. v. Humb.: 15°.0 (Höhe 8900′); n. Bouss. 15°.5 (Höhe 8810′). Trocken u. sandig. — Callo, a. Fuss des Cotopaxi, 9370′ h.: 12°.2. Trockne Ebene. — Guaranda, a. Chimbor., 8380′ h.: 14°.1, Hall. a. 1 Mon. Beob.

Riobamba Nueva	1.42	81. 5	8860	16. 3	N. v. Humb.: 16°.2; n. Bouss.: 16°.4. In der trocknen, mit Bimstein bedeckten Ebene v. Tapia. Abkühlender Einfluss der Schneegebirge. El Guavo (a. Chimbor.), 9140′ h.: 11°.0, Bouss.
Guyaquil	2.12	82.18	—	25. 6?	A. einigen Mon. 1824, 26 u. 29 abgeleitet, J.: 25°.0. Sehr unsicher. Phil. Mg. XV. In Ann. de Chim. t. LIII. 25°.6; Bodentp.: 26°.0 (Jan. 1832), Bouss. Sumpfige Waldgegend.

Alausi: 2°13′ s. 81°21′ w., 7480′ h.: 15°.0, v. Homb. — Humboto: 2°15′ s. 80°30′ w., 8300′ h.: 15°.8, v. Homb.; n. Bouss: 16°.1. Sehr trocken — Amberg.: 8700′ h.: 14°.7, Hall — Region der Paramos, 16—900^t: 12°.2 bis 5°.2; stets Nebel. — Steinige Region, 1900—2460^t: 5½° bis 1°.6; W. 1°.2; S. 1½°, v. Homb.

El Morro	2.30	82.40	...	26. 9	Unsicher; a. 3 Mon. 1825, obs. Jameson 10 u. 10^h, deduc. Phil. Mg. XV. 297.
S. Luiz do Maranhão	2.31	46.36	—	26. 8	1 J. 1821, obs. Ant. Bern. Pereira Lago; Med. 26°.7 a. 7—8, 3—4 u. 11—12^h, corr.; a Mg. u. Mitt.: 27°.3; a. d. mon. Extr.: 27°.5. Annaes das Sciencias etc. 1822, XVI. p. 55—80. $\frac{\text{W. } 26.9 \text{ (J.—Aug.)}}{\text{S. } 26.8 \text{ (D.—Fbr.)}}$, $\frac{\text{k. M. } 26.3}{\text{w. M. } 27.1}$ (a. d. 3 Std.). Ausd. Beob.-Journ. berechn.

Cuenca: 2°55′ s. 81°34′ w., 8100′ h.: 15°.6, v. Humb. — Loxa: 4°0′ s. 81°44′ w., 6400′ h.: 19°.4, v. Humb.; 19°.2, Fr. Hall. Auf einem kleinen Plateau. — Payta: 5°5′ s. 83°14′ w., ?′ h.: 27°.1, Bodentp. im Jan., obs. Boussing. Auf einem sandigen, vegetationslosen Terrain, wo es nie regnet. — Von der Bai de Cupica bis z. Golf v. Guayaquil, feuchte Waldregion: 26°, Bouss — Tomependa: 5°31′ s. 80°57′ w., 1200′ h.: 25°.8, v. Humb. — Cexemerce: 7°9′ s. 80°56′ w, 8800′ h.: 16°.0; 17°.2 v. Homb. Auf einem trocknen, rings von einer Mauer nicht schneebedeckten Berge umschlossenen Plateau, heiterer Himmel.

Juanjuy (Huallag.)	7.30	77.30	...	24. 5	Zeit? obs. Pöppig. Reise II.
Tocache	8.20	78.	...	24. 0	Dessgl.
am Monzon-Fl.	9.20	77.45	...	22. 5	Dessgl.
Pampayaco	9.30	77.15	...	22. 5	Mittel v. 9 Mon. Juli 1829 bis März 1830, obs. Pöppig; Std.? Ebd. In den Urwäldern v. Peru auf den Waldbergen im Osten.

Ort.	S.Br. ° ′	W.Lg.P. ° ′	Höh. P.F.	M. Jahr.-Tp. °C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
Lima	12. 3	79.28	530	22. 4	2½ J.: 1799 u. 1800 Mittagsbb. mit guten Instr. (aber meist nur 6—8mal mon.) im Zimmer von Unanue, deren Med. 20°.4; Corr. nach v. Humboldt's Bb., gleichzeit. in freier Luft u. im Zimmer, Nov. u. Dec. 1802 oft 12mal tägl. (a. d. Manuscr.), u. März bis Mai 1826, obs. Rivero. Unsicher. Vgl. Meyen's Bb. Reise II. — Aus (denselben?) 2 J. n. Stevenson: 21° (?), Brunnentp. ebenso. Travels in Arauca, Chile, etc. — N. Caldeleugh: 22°.5 (Mittel d. jährl. Extreme?). Travels, II. — Unanue's Obs. sobre el Clima de Lima. 1806. Locale Nebel; den Süd- u. West-Winden offene Lage.
Rio Janeiro	22.55	45.36	...	23. 1	7—9 J. 1782 bis Mai 88, obs. Sanches Dorta 7—8mal tgl., u. Febr. 1813 bis Oct. 14; auf wahre Med. reduc. — Die Zimmerbb. v. Oliveira 1835 (Jan.—Sept.) 8h Mg. (u. 2h) u. 1785 a. 10 u. 10h geben 23°.8. N. Caldeleugh: 23°.1; u. Freycinet a. 3—5 J.: 22°.8; $\frac{\text{W. } 19.9}{\text{S. } 25.8}$ u. $\frac{\text{k. M. } 19.1}{\text{w. M. } 26.6}$. Ich erhalte: $\frac{\text{W. } 20.3 \text{ (a. 8 J.)}}{\text{S. } 26.1 \text{ (a. 7 J.)}}$, $\frac{\text{k. M. } 19.6}{\text{w. M. } 26.7}$ corr. — Mem. Math. etc. Acad. Lisboa 1799 t. I. 356, II. 348, III.; v. Humb. Voy. X, XI u. XII; Freycin. Voy. aut. d. monde t. I. 92; l'Instit. 1837 (Bibl. univ. N. S. t. V.). Capitanie Goyaz, a. Beob. in verseh. Höhen u. Br., daher unsicher, u. Littrow's Berechn. 24°.9, Pohl's Reise in Brasil. I.
Cordova de Tucuman	31.15	65.25	2350	17. 1	a. ¾ J., Oct. 1813—Juni 14, obs. G. Paroissien, 6, 12, 6 u. 12h, mit Interpol.; aus dem Manuscr. ber. Sommer: 23°.7.
Valparaiso	33. 2	73.55	...	14. 5	a) Aus Fitzroy's (Survey. Voy. App.) Beob.-Journ. ergiebt sich für 183½ d. Mittagsmed. des Winters 11°.9, des Frühlings 16°.8. b) a. Meyen's Beob. Febr. u. Reynold's (nicht ganz zuverlässig) Dec. u. Jan. 8h Mg. — M. u. R. Reisen um die Welt. Wohl zu niedrig.
Santiago	33.25	72.45	1650	15. 3	A. Felipe's mehrj. Bb. der mon. Extr. (u. Meyen Mittags) mit vielen Lücken; corr. El Mercurio Chileno. 1828.
Buenos Ayres	34.37	60.44	—	16. 9	1—2 J. 1822 bis Juni 23, 6—8, 2 u. 10h, vielleicht kalte Jahre; corr. — 1805, Std.?: 17.7. Aus beiden das Med.: 17°.3. — $\frac{\text{W. } 11.3 \text{ (1—2 J.)}}{\text{S. } 22.9 \text{ (2 J.)}}$ corr. — MS.-Bb., Ac-

Talcahuano (Chile)	36.43	75.17	...	14. 0	count hist. statist. of Un. St. of R. de la Plata p. 186 fg., Encycl. Britan. V., Parish's Buen. Ayres etc. 1839 p. 406. Registro Estadistico. Es giebt Beob. seit 1817. A. Bb. v. Pöppig (Reise: 1828 April: 17°.9, Oct.: 12°.8); Kotzebue, Beechey u. Duperrey, Voy. Unsicher.
Chiloé, San Carlos	41.52	76.10	...	10. 5	Rio de Concon (Chile): 1828 April: 17°.7, Oct. 14°.5. Ebd. Unsicher. Aus 4-mon. Obs. Juli, Septb., Oct. u. Nov. 1829, um 9h Mg. King Survey. Voy. v. I. p. 296. (auch Bibl. univ. Génève t. XXII. 1839). Es sollen diese Monate ungewöhnlich trocken gewesen seiu. Vgl. Agueros Deser. Histor. Prov. de Chiloe. 1791.
Falkland Ins.	51.25	62.19	—	8. 3?	Gegen 2 J. 1776, 77, Std.? b. Kirwan (8°.5) u. v. Humb. Tabl. lign. isoth. Herbst: 9°.2; Winter: 4°.2 (Mittel beider J.-Zeiten: 6°.7); Sommer: 11°.7. — Nach dem Beob.-Journ. in King u. Fitzroy Narr. Surveying Voy App. to vol. II. ist für Berkeley-Sund, 51°35′ Br. 60° Lg. das Mittagsmed. des Mon. Sept. aus zwei J. 1833 u. 34. 8°.8, daher das Jahresmed. für die Falkl.-Inseln wahrscheinl. zu hoch; auch u. Duperrey ist die Tp. des Mon. vor d. Sommersolst. nur 9°.0 (in London 15°.0); Voy. Pt. hist. p. XX. Selten sinkt d. Th. unter 0° (Dup.); Extr. seit 1825 Mittags: — 5°.6 u. 26°.7 (Fitzroy).
Port Famine (Magelh. Str.)	53.38	73.14	—	5. 5?	Unsicher; aus Bb. um 6, 9, 12, 3 u. 6h v. King, Febr. bis Aug. 1828. Herbst: 5°.1, Winter: + 0°.4 (Mittel beider 2°.2), cor. Vgl. Falk. Ins. — Jahr daraus u. Kämtz: 5°.0. Vorles. Met., Journ. Geogr. Soc. Lond. 1830, 31 (Berghaus' Kabin.-Bibl. I. 1834 p. 154), Narrat. Voy. Beagle etc. I. 563.
(Bei) Cap Horn	55½–60°	69–70°	—	. . . 3. 6?	Sommer gegen 10°. Darwin's Journal 1839; theils Schiffsbeob.! A. mehr. Umsegl. d. Caps bestimmt Mittel, Schiffsbb.; u. Bergh. Ländk. I. 365. Unsicher.

E. AUSTRALIEN.

I. Neu-Holland und Van Diemens-Land.

Fort Dundas (Melville-I.)	11.25	127.45	—	27. 0	1 (oder mehrere?) J. April 182⅞ (wahrsch.) mitgeth. v. Campbell; obs. um 6, 8, 12, 3, 9 u. 12h (ohne Decimalstellen in den mon. Med.), Med. 27°.2, corr. Aus 6 u. 3h: 27°.4. Lond. Geogr. Soc. Journ. vol. IV. 152. Bei Meinicke: Austr. I. 44. sind sämmtl. Med. der

Ort.	S. B. ° ′	W. L. g. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
(Fort Dundas	11.25	127.45)			Mon. fehlerhaft. Vgl. Berghaus' Vorbem. zum physik. Atl. p. 18. $\frac{\text{W. } 24.3}{\text{S. } 28\,9}$, $\frac{24.0}{28\,8}$ cor.; $\frac{\text{k. M. } 22.6}{\text{w. M. } 29.4}$, $\frac{22.3}{29.3}$ cor. — Sumpfgegend.
York	31.53	114.20	...	18. 5	1 J. 1833 Std? obs. Ommaney (im Jan. in der Nähe Waldbrände). Lond. Met. Soc. Trans. v. I. W. 10.6; S. 27.4.
Perth (S. W.-Austr.)	31.55	113.10	...	20. 4?	1 J. 1832., gewöhnl. Wittr., a. d. mon. Extr.: 20°.4.; Mitth. d. Medical returns v. Mc Grigor in Martin's Austr. — 1831 » 20°.4; ebenfalls unsicher, da die mon. Med. a. d. mon. Extr. der Beob., u. um 7, 2 u. 7ᵇ, im Zimmer, berechnet zu sein scheinen. Cross' Journ. several exped. in West-Austr. p. 238.
Paramatta	33.49	148.41	60	18. 3	3 J.: a) Mai 1821, obs. Goulbourn, 6, 12 u. 8ᵇ. Med.: 18°.7. Cunningham New S.-Wales p. 87. b) Par., Mai 1823, obs. Brisbane: Med. 17°.3; Field Mem. on N. S. Wal. 385, Edinb. J. Sc. I. 83. A. beiden J.: 18.0 u. $\frac{\text{W. } 12.8}{\text{S. } 23.0}$. — c) Zu Sydn. 1 J. 1824, obs. Raymond, Std.? (3mal tgl.?): 18.9, $\frac{\text{W. } 12.0}{\text{S. } 23.8}$; Martin l. c. p. 280. — Aus 13 Mon. Oct. 1813 — Oct. 14, Std.? (Mon. s. d. mon. Extr. ber.?) ergiebt sich J.: 20°.0, Nicholas' Voy, t. N. Zealand II.; dasselbe Med. für N. S. Wal. giebt Sturt 1833 an aus d. Sommer- u. Winter-Halbj. (resp. 21°.1 u. 18°.9). St's Exped. in Austr. I. p. LV. — Bei Martin l. c. aus den Jahreszeiten eines (?) Jahres; 18°.1, $\frac{\text{W. } 12.8}{\text{S. } 22.2}$ (Std.?). In den Calcutta phys. Tr. werden (sehr wahrsch. a. Brisb. Bb.) 17°.2 angegeben. — $\frac{\text{W. } 12.5}{\text{S. } 23.3}$, $\frac{\text{k. M. } 11.7}{\text{w. M. } 24.6}$ (a. 3 J. 1821—24). — D. Bb. z. Param. sollen a. local. Erwärm. leiden.
and Sydney	33.52	148.54	60	(18.0)	
Port Jackson	33.50	148.59	—	18. 0	Aus einigen Mon.-Beob. v. (Hunter, mon. Extr.) Péron u. Freycinet 1802 Mittags, corr. N. Lign. isoth. Mém. d'Arc. III p. 566. J.: 19°.3. Péron's Voy Unsicher. W.: 14.0.
Albany	35. 0	115.30	...	16. 1	1 vollständ. J. Mai 1831, obs. Collie 8ᵇ Mg. u, ☉untgg., corr. Zum Theil a. d. Journ. bei Cross' West. Australia etc. 239 berechn.; vergl. Meinicke Austr. I. 43. $\frac{\text{W. } 12.6}{\text{S. } 19.0}$ cor.

Woolworth	40.42	142.25	—	12. 5	1 J. Mai 183¼. mitgeth. v. Schayer, a. d. Manuscr. ber.; obs. um 8, 2 u. 8h. N. d. Var. cor. Nur im Winter Halbj. ist im Freien beob., in den übr. 6 Mon. sind die Med. a. Zimmerbb. red.; Jahresmed. der letztaren 14°.2. Wegen des ungew. nassen Sommers ist das Med. wohl zu niedrig. W. 9.5; S. 15.1 cor. (W. meist im Freien, S. nur zum Theil. *) W. liegt an der NW.-Spitze v. V. Diem. L.
Macquarie Harbour	42.12	143. 8	—	13. 2	a. 9 Mon. Apr.—Dec. 1822, obs. um 9 u. 9h? n. Brisbane in Edinb. J. Sc. II. 75. (Med. 13°.0?) W. 7.4.
HobartTown**	42.45	145.15	—	11. 3	1 J. 1822, 9 u. 9h n. Brisbane ebd. W. 5.6; S. 17.3. Fast in der Breite von Rom u. Salem (Amer.). Nach Evans ist die mittl. Temp. v. V. Diem. Ld. 15°.6 (?). Descr. of V. D. L. 1822 p. 27.

II. Inseln des grossen Ozeans.

Honoruru	21.19	160.21	...	23. 7	A. 2—3 J. die mon. Med.: Aug. 1819, obs. Freycinet 4-stdl.; 1 J. Aug. 182¼. Obs. d. amerik. Missionaire***) um 8, 3 u. 8, Md. 24°.0; W. 21.7; S. 25.7 unc. (n. Freyc. Corr. zu niedrig J.: 22°.6; W. 20.2; S. 24.4); Febr. 1827, obs. Beechey 2-stdl.; Juli — Sept. 1831, obs. Reynold, 8, 12½ u. 8h, a. d. Journ in Meyen's Reiseber.; Jan. — Juni 1837, obs. Rooke 7, 2 u. 10h. — Mit Rücksicht auf d. tägl. Variation corr. W. 21.6; S. 25.5; k. M. 21.3; w. M. 25.9; cor. — Beechey theilt noch d. Med. f. 1821: 23°.9 (Std.?) mit. Die Veränderlichkeit in

*) Nach 8-jähr. Erfahr. war die Regenmenge im Winter eine mittlere; Schnee fällt häufig in Hobart Town, ist dagegen in Woolworth gar nicht bekannt.

**) Aus den gleichzeitigen Beobachtungen des Jahres 1822 ergiebt sich für:
Sydney u. Paramatta. Jahr: $18^{0}.6$; $\frac{W.\ 12.1}{S.\ 23.2}$. — Macquarie H. (J.: 13°.2); $\frac{W.\ 7.4}{(S.\ 17.9)}$. — Hobart T. J.: $11^{0}.3$; $\frac{W.\ 5.6}{S.\ 17.3}$.

***) Diese Beob. (1821/2) sind nicht, wie gewöhnlich angegeben wird, auf Hawaii angestellt, sondern auf Woahu; Hawaii liegt fast 2 Breitengrade näher am Aequator!

Ort.	N. B. ° ′	W. Lg. P. ° ′	Höh. P. F.	M. Jahr.-Tp. ° C.	Zeit der Beobachtung etc., Winter- und Sommertemperatur.
(Honoruru	21.19	160.21)			den Winter-Mon. ist nicht unbeträchtlich. — Rooke's Beob. Juli 183⅞ (Ort?) liefern J.: 25.1. W. 22.9; S. 26.2. Std.? Berechn. d. Mon. unsicher, s. d. mon. Extr.? Bull. scient. Petersb. t. VI. N. 139. Freycinet's u. Beechey's Voy., Hawv. Spectat. u. (Ellis') Mission. Tour aronnd Hawaii; Boston 1825. p. 242. (abgedr. auch in Edinb. J. v. V. Vgl. auch Cook's Beob. 3d. Voy. 1776—80 (Mittags).
Manilla *)	14.36	241.21	...	26.5?	1—2 J. 1766 n. 67, obs. Le Gentil, aus ⊙anfg. (nicht ganz sicher) corr.; die Mittagsbb. zu hoch durch ⊙-Einfl., daher nicht ber. Fast das ganze Jahr Regen. Zu hoh. Med. An der Westküste von Luzon. **K. M. 22°, w. M. 29°.**
Guahan (Marian. I.)	13.20	142.34	—	27. 0	Aus 2¼ Mon. 1819, obs. Freycinet 4-stdl. Er setzt das J.-Med. 27°.3. Voy.
Ualan (Carol. I.)	5.19	199.14	...	28. 0	A. 3 Mon. (1828), obs. Lütke (u. Freycinet) 4-stdl. L.'s Voy. aut. du monde. P. naut. astr.
Rawak	S. Br. 0. 2	231.25	—	27. 6?	A. Bb. Freycinet's wenige Wochen 1819, 20. Ebd.
Timor	10.10	121.15	60	26. 1	A. 6 Mon. Bb. v. Péron u. Freycinet Mittags corr. Voyages etc. Vgl. Ft. Dundas p. 127.
Raiatea (Ulietea)	16.40	153.50	...	25. 4	1—2 J., obs. Wales 1773 3m. tgl. u. 1822, obs. Threlkeld 3m. tgl. Std.? u. der Var. ungef. cor. Med. a. den 3 Bb.: 25°.8, Mg. u. Mittag: 26°.0, Mg. u. Abd. 25°.1, zu niedrig (n. Brewster 24°.9?). A. d. 3 Bb.: **W. 25.2; S. 26.4** (Mg. u. Abd.: 24°.6, 25°.7); **k. M. 24.3; w. M. 27.2** unc. (Mg. u. Abd.: 23°.6, 26°.1). Edinb. J. Sc. v. X. 280. (im Mon. Juni ein Fehler im Mg.-Med. berücksichtigt).
Otaheiti	17.29	151.49	...	25. 7?	Aus 7 Mon., Obs. v. Wales, Bayley, Parkinson (3m. tgl.) u. Beechey 4stdl.; Voyages etc. w. M. 27.7.

*) Vergl. die ältere Angabe in diesen Teb. p 95., nebst andern Punkten im esietischen Archipel. Es bedarf kaum der Bemerkung, dass dergleichen Medie oder andere aus wenigen Monaten abgeleitete, nur als Annäherungen an die wahren Mittel zu betrachten sind, deren Sicherheit um so grösser, je mehr Analogie das Klima etc. des der Reduction zu Grunde gelegten Ortes besass.

Ort.	S. Br.	W. Lg.	H.	Jhr.-Tp. °C	Zeit der Beob. etc.
Neu-Seeland	34.36	. . . .	...	16. 7?	N. Meinicke's Berechn. a. 9 Mon. Obs. 1820 in Cruise's Journ. W. 13.3 (ob einmal tgl. u. Std. nicht angegeben, daher unsicher). Vgl. Duperrey's (Lesson) u. Dumont d'Urville's Voy. ant. d. monde 182⅞.
Königin Charlotte's Sund (N.-Seeld.)	41. 0	171.30	—	14. 5	A. einigen Mon. 1773 Obs. v. Wales u. Bayley ber.; 3mal tägl., Std.? Astron. and meteor. Observations.

Nachträge.

Bei dem sehr langsam vorrückenden Druck der vorstehenden, vor mehr als einem Jahre gemachten Sammlung von Temperatur-Medien war es nur selten möglich, bedeutende Aenderungen oder Zusätze in den Tabellen selbst, die namentlich durch neuerdings publicirte Beobachtungen etc. vervollständigt werden konnten, unmittelbar vorzunehmen. Ein grosser Theil davon musste desshalb ganz zurückgelegt werden, so wichtig es auch für die Uebersicht und Vergleichung gewesen wäre, sie jener Sammlung selbst einzuverleiben. Die erforderlichen zahlreichen literarischen Materialien verhinderten früher ebenfalls die Berechnung mancher Angaben (namentlich für die Winter- und Sommerwärme). Bei einigen wenigen Orten änderten sich die in den Tabellen mitgetheilten Resultate durch eine nochmalige schärfere Berechnung. Wenn wir auch andere Werke, worin diese Temperatur-Verhältnisse der Erde in den letzten Jahren behandelt wurden, insbesondere Kämtz' Vorlesungen über die Meteorologie, Halle 1840. und Schouw's Italie I. Kopenh. 1839 berücksichtigt, und zur Vergleichung einzelne Media daraus den unsrigen beigefügt haben, so geschah dies, um dem Zweck einer Abhandlung für ein „Repertorium der Physik" zu genügen, und die Sicherheit verschiedener Berechnungs-Methoden dadurch zu erläutern.

Den unvermeidlichen Uebelstand einer geringeren Uebersichtlichkeit des Vorhandenen haben wir möglichst zu beseitigen gesucht, indem wir die Zusätze nach den Seitenzahlen geordnet. Es konnte nicht fehlen, dass die in den Tabellen selbst gemachten Aenderungen und das Material in diesen Nachträgen etc. noch zu einigen Folgerungen und Verbesserungen der in der Einleitung angedeuteten Resultate führten, welche sich am Schicklichsten an die Nachträge zu den Tabellen anschliessen.

Im Januar 1840.

Zu den Tabellen in 4to. p. 8 und p. 12—15.

Die wichtigsten stündlichen Beobachtungsreihen, welche seit der Abfassung jener Tabellen publicirt wurden, verdanken wir den Bemühungen von Richardson, Kämtz u. der British Association. Auch liefern die trefflichen Beobachtungen auf den russischen meteorologischen Observatorien, die neueren zu Apenrade, Dresden, Prag, Genf u. Mailand bereits für klimatisch verschiedene Orte ein Mittel, wenigstens annähernd den täglichen Gang der Wärme daraus abzuleiten. Die Berechnung der Nachtstunden-Media nach der bekannten Interpolationsformel aus 2- oder 3-stdl.

Beob. vom Morgen bis Abend zeigt jedoch manche beträchtliche Abweichung von den wirklich beobachteten Werthen. Es wäre daher sehr zu wünschen, dass man im continentalen Klima z. B. in Russland an 2 oder 3 Stationen auch ein Paar Nachtbeobachtungen einrichtete. Die in Kopenhagen gegenwärtig noch im Gange befindlichen Beobachtungen werden zugleich Licht auf die öfter angeregte, wichtige Einwirkung einer geringen Höhe auf den Gang der Wärme-Aenderungen werfen. Für die tropische Zone ist durch 2 Jahre stündl. Beobachtungen an der Westküste des südlichen Vorderindiens (Trevandrum) gesorgt, die wohl bald veröffentlicht werden. Die Stunden, welche vom meteorologischen Comité in London für Ross' antarktische Expedition und die magnetischen Stations-Beobachtungen vorgeschlagen sind, würden mit grösserem Erfolge für die meteorologischen Instrumente mit den vorgeschriebenen magnetischen Beobachtungszeiten zu vertauschen sein. — Da zu der Vergleichung stündlicher Observationen in denselben Jahren jetzt schon Material vorhanden ist, so machen wir hier nur noch darauf aufmerksam, dass Göttingen und Padua — Port Bowen und Leith — Novaja-Semlja, Peterasburg, Jekaterinenburg, Mühlhausen u. Plymouth — Igloolik-I. und Apenrade etc. sich zusammenstellen lassen, wobei man jedoch die temporäre Wärme-Vertheilung in Bezug auf vieljähriges (wahres) Mittel der Zeiträume, da so ferne Punkte häufig entgegengesetzte Abweichung zeigen, nicht ganz aus den Augen setzen darf, zu welchem Behuf es auch rathsam erscheint, erst die Publication von Beobachtungen an Zwischenörtern abzuwarten.

Wir lassen nun die Abweichung der einzelnen Stunden, ganz in der Form der p. 8 mitgetheilten Tabellen, für 4 Punkte in der arktischen Zone von Nord-Amerika und für Halle, Dresden und Plymouth folgen.

Tab. I.

Abweichung des Mittels einzelner Stunden vom wahren Medium im jährlichen Durchschnitt. — °C.

Stunden.	Melville J. [1]) 74°47′n. 113°8′w. 1 J. 18$\frac{9}{10}$	Port Bowen [2]) 73°14′n. 91.46 w. 1 J. 182$\frac{4}{5}$	Igloolik J. [3]) 69°21′n. 84.13 w. 1 J. 182$\frac{3}{5}$	Winter J. [4]) 66°11′n. 85.31 w. 1 J. 182$\frac{1}{2}$	Halle [5]) 51°30′n. 9.37 ö. mehr. J.	Dresd. [6]) 51° 3′ n. 11.23 ö. 370′ h. 10 J. 1828—37	Plymouth [7]) 50°22′ n. 6.28 w. 5 J. 1833—37
Morg. 5	. . .	+ 0.75	. . .	. . .	+ 2.71	. . .	+ 2.05
6	+ 0.83	. . .	+ 1.02	+ 0.74	+ 2.28	+ 2.26	+ 1.72
7	. . .	+ 0.17	. . .	. . .	+ 1.71	. . .	+ 1.09
8	+ 0.28	. . .	+ 0.09	+ 0.09	+ 0.94	. . .	+ 0.25
9	. . .	— 0.59	. . .	. . .	+ 0.02	— 0.28	— 0.68
10	— 0.54	. . .	— 1.05	— 0.79	— 0.95	. . .	— 1.50
12	— 1.09	. . .	— 1.80	— 1.41	— 2.57	— 3.21	— 2.56
Nmitt. 1	. . .	— 1.23	. . .	. . .	— 3.07	. . .	— 2.69
2	— 1.39	. . .	— 1.99	— 1.52	— 3.28	. . .	— 2.57
3	. . .	— 1.06	. . .	. . .	— 3.20	— 3.60	— 2.22
4	— 1.20	. . .	— 1.53	— 1.22	— 2.84	. . .	— 1.77
6	— 0.69	. . .	— 0.58	— 0,57	— 1.65	— 1.80	— 0.57
7	. . .	+ 0.04	. . .	. . .	— 1.01	. . .	— 0.01
8	— 0.14	. . .	+ 0.84	+ 0.14	— 0.38	. . .	+ 0.94
9	. . .	+ 0.53	. . .	. . .	+ 0.32	+ 0.57	+ 1.11
10	+ 0.45	. . .	+ 1.04	+ 0.72	+ 0.82	. . .	+ 1.30
11	. . .	+ 0.98	. . .	. . .	+ 1.39	. . .	+ 1.51

Stunden.	Melv. J.	P Bowen	Igloql. J.	Wint. J.	Halle	Dresden	Plymth.
4 u. 4	+ 0.01	. . .	— 0.01	+ 0.03	+ 0.04	. . .	+ 0.14
5 u. 5	. . .	+ 0.12	. . .	. . .	+ 0.22	. . .	+ 0.45
6 u. 6	+ 0.07	. . .	+ 0.22	+ 0.09	+ 0.32	+ 0.23	+ 0.57
7 u. 7	. . .	+ 0.11	. . .	. . .	+ 0.35	. . .	+ 0.54
8 u. 8	+ 0.07	. . .	+ 0.17	+ 0.12	+ 0.28	. . .	+ 0.36
9 u. 9	. . .	— 0.03	. . .	. . .	+ 0.12	+ 0.14	+ 0.08
10 u. 10	— 0.04	. . .	— 0.01	— 0.03	— 0.07	. . .	— 0.20
11 u. 11	. . .	— 0.08	. . .	. . .	— 0.22	. . .	— 0.42
12 u. 12	— 0.04	. . .	— 0.19	— 0.15	— 0.32	— 0.29	— 0.53
Extr.-St.	. . .	. . .	. . .	. . .	— 0.18	. . .	— 0.32
6, 2 u. 8	— 0.23	. . .	— 0.24	— 0.21	— 0.46	. . .	— 0.13
7, 2 u. 9	. . .	— 0.15	. . .	. . .	— 0.45	. . .	— 0.21
7, 2, 9 + 9	. . .	+ 0.08	. . .	. . .	— 0.28	. . .	+ 0.05
{8, 4, 12	+ 0.03	. . .	— 0.09	— 0.01	+ 0.10	. . .	0.00
{6, 2, 10	— 0.04	. . .	— 0.02	— 0.02	— 0.06	. . .	+ 0.09
6 u. 12 M.} 6 u. 12 A.}	+ 0.01	. . .	+ 0.01	— 0.03	0.09	— 0.03	+ 0.02

1—4) 2-stdl. Beob. auf Parry's Expeditionen, meist auf dem Schiffe! Es zeigten s. s. schwimmende Eismassen oft localen Einfluss, dessen Compensation durch andere der Art zweifelhaft erscheint. In den kalten Monaten wächst die Unsicherheit der Media durch die Unterschiede in den Angaben der Alkohol-Thermometer bei hohen Kältegraden, obwohl man die vom Mittel am meisten abweichenden Angaben nicht benutzt hat; da ferner zu dieser Zeit die Einwirkung der Sonne ganz unbeträchtlich an den nördlichsten Punkten ist, so wird dann die tägliche Variation durch die Zeit des Einsetzens und die Dauer der verschieden warmen Winde, wie der Nebel und der Veränderung der Himmelsansicht fast ausschliesslich bestimmt, und es dürfte überraschen, dass sich in den Differenzen für die Wintermonate (s. u.) nicht mehr Anomalieen zeigen. Von welcher Wirkung die Lage der Thermometer auf einem Schiffe und in einer Zone, wo die Sonne täglich den ganzen Horizont umkreis't, in den Sommermonaten auf die Temperatur-Angaben ist, wurde schon früher besprochen. Wir erhalten durch den Gang der Differenzen in diesen Monaten keine vollkommene Vorstellung von dem Wärmegange auf dem Lande; denn zu dieser Zeit segelte man oft nicht einmal dicht an der flachen Küste; und deutlich erkennt man den Einfluss des Meeres, wenn man aus den stündlichen Beob. in der arktischen Zone, auch auf Novaja Semlja, die mittlere Zeit des täglichen Maximums berechnet, welche früher als in südlicheren Breiten eintritt, was sich auch schon in den Tafeln unmittelbar herausstellt. Alle diese Umstände rechtfertigen es wohl, wenn ich das Mittel zwölfmaliger Beobachtung täglich als wahres angenommen, u. die Differenzen der einzelnen Stunden vom Tagesmittel aus den beobachteten u. nicht aus den berechneten gegeben.

Wir geben noch folgende Erläuterungen zu den obigen Tafeln: 1) Aus gleichzeitigen Beob.-Reihen auf 2 Schiffen, Sept. $1812/_{22}$. — 2) Sept. $1824/_5$. — 3) Aus 2 Reihen, August $1822/_3$. — 4) Desgl. Juli $1821/_2$. — Die Berechnungen rühren von Richardson her. London Geoge. Soc. Journ. v. IX. pt. 3.

5) Aus mehrjährigen Beobachtungen von Kämtz, von 6^h Mg. bis 10^h Abd. alle 1 oder 2 Std., berechnet. Die fehlenden Nachtbeobachtungen wurden interpolirt. Vgles über Meteor 1840 p. 23. Hier findet sich, ebenfalls in monatlichen Mitteln der Stunden, (mit Interpol.) eine Tabelle für Göttingen aus mehrjährigen Beob. Gattarer's. — 6) 10 J. 1828—37 Obs. um 6, 9, 12^h Morg. u. 3, 6, 9 u. 12^h Abd; die fehlenden Stunden durch Interpol.-Ber. Mittheil. des statist. Vereins in Sachsen XI. Liefr. Lohemann setzt das wahre Med. zu niedrig. — 7) Die Resultate der längsten publ Reihe stündlicher Beobachtungen, welche leider nur im Durchschnitt aller 5 Jahre bekannt gemacht sind, so wichtig auch eine Vergleichung der einzelnen Jahre (wie 1833 u. 34) gewesen. Es zeigt sich hier eine sehr befriedigende Uebereinstimmung mit den früher p. 8 Tab. 1. mitgetheilten Differenzen der beiden ersten Jahre, woran das gleichförmige Klima und die localen Verhältnisse des Beobachtungsortes wohl einen nicht geringen Antheil haben. In der Tabelle, British Association 8th. Report. p 24. (u. Pogg. Ann. Suppl.-Bd. 1. 191), finden sich folgende Fehler: im Juni 1 u. 2^h Mittg. muss resp $64^a.129$ u. $63^a.940$ F. gesetzt werden.

Zur Ergänzung der Tabellen über die Abweichung der Stunden im Mittel der Jahreszeiten (p. 12 fg.) haben wir die folgenden Differenz-Tafeln berechnet. Wir enthalten uns des beschränkten Raumes halber der Berechnung der Combinations-Stunden, für welche die Correction ohnehin leicht gefunden werden kann, weshalb wir auch in der vorigen Tabelle nur die wichtigeren Combinationen angegeben haben. Für die Polarzone geben wir nur den Sommer und Winter (d. i. die 3 gebräuchlichen Mon. Dec. fg.), für Halle u. Plymouth auch die beiden andern Jahreszeiten. Auch hier verdient die Gleichzeitigkeit einiger Beobachtungsreihen Beachtung.

Tab. II.
Abweichung im Winter. — ° C.

Stunden.	Melville J. Med.−33°.53	Port Bowen Med.−31°.68	Igloolik J. Med.−29°.66	Winter J. Med.−29°.08	Ft. Franklin*) Med.−27°.28	Halle Med. 0°.20	Plymouth Med. 7°.15
4 Morg.	+ 0.40	. . .	+ 0.39	+ 0.30	+ 0.73	+ 0.99	+ 0.81
5	. . .	— 0.01	. . .	. . .	+ 0.78	+ 1.06	+ 0.90
6	+ 0.44	. . .	+ 0.34	+ 0.17	+ 0.82	+ 1.10	+ 0.94
7	. . .	— 0.05	. . .	. . .	+ 0.82	+ 1.09	+ 0.92
8	+ 0.38	. . .	+ 0.31	— 0.09	+ 0.74	+ 0.96	+ 0.73
9	. . .	— 0.28	. . .	. . .	+ 0.61	+ 0.49	+ 0.33
10	— 0.08	. . .	— 0.34	— 0.49	— 0.06	— 0.05	— 0.38
11	. . .	— 0.34	. . .	. . .	— 0.83	— 0.72	— 1.11
12	— 0.30	. . .	— 0.98	— 0.74	— 1.48	— 1.35	— 1.57
1 Nmitt.	. . .	— 0.06	. . .	. . .	— 1.76	— 1.64	— 1.67
2	— 0.52	. . .	— 0.95	— 0.65	— 1.64	— 1.78	— 1.54
3	. . .	+ 0.15	. . .	. . .	— 1.22	— 1.61	— 1.35
4	— 0.39	. . .	— 0.33	— 0.30	— 0.73	— 1.28	— 0.85
5	. . .	+ 0.04	. . .	. . .	— 0.44	— 0.81	— 0.32
6	— 0.13	. . .	+ 0.04	+ 0.11	— 0.24	— 0.45	— 0.06
7	. . .	+ 0.18	. . .	. . .	— 0.20	— 0.18	+ 0.10
8	— 0.16	. . .	+ 0.33	+ 0.38	+ 0.11	0.00	+ 0.25
9	. . .	+ 0.15	. . .	. . .	+ 0.35	+ 0.19	+ 0.36
10	— 0.06	. . .	+ 0.39	+ 0.46	+ 0.38	+ 0.36	+ 0.44
11	. . .	+ 0.18	. . .	. . .	+ 0.56	+ 0.48	+ 0.49
12	+ 0.22	. . .	+ 0.45	+ 0.58	+ 0.66	+ 0.61	+ 0.54
Extr.Std.	. . .	. . .	. . .	. . .	— 0.47	— 0.34	— 0.36

*) In 65°12′ n. Br. 125°33 w. L. 220′ h.; beim grossen Bärensee. A. 19 Obs. tgl. v. Septbr. 1825 bis Mai 26 (die Juni-Beob. verloren, Juli u. Aug. 3-stdl.) Richardson l. c. Media mit Interpol. der fehlenden Stunden ber.

Tab. III.
Abweich. im Herbst. — °C.

Stunden.	Halle Med. 9°.28	Plymouth Md. 11°.60
4 Morg.	+ 2.70	+ 1.71
5	+ 2.68	+ 1.78
6	+ 2.44	+ 1.65
7	+ 1.99	+ 1.37
8	+ 1.26	+ 0.66
9	+ 0.31	— 0.45
10	— 0.91	— 1.46
11	— 1.91	— 2.19
12	— 2.72	— 2.60
1 Nmitt.	— 3.19	— 2.73
2	— 3.36	— 2.43
3	— 3.15	— 2.07
4	— 2.69	— 1.46
5	— 2.11	— 0.78
6	— 1.44	— 0.26
7	— 0.82	+ 0.18
8	— 0.24	+ 0.45
9	+ 0.30	+ 0.71
10	+ 0.80	+ 0.93
11	+ 1.30	+ 1.11
12	+ 1.71	+ 1.26
Extr.-St.	— 0.33	— 0.48

Tab. IV.
Abweichung im Sommer. — °C.

Stunden.	Spitzberg.*) Med. 3°.42	Melville J. Med. 2°.83	Port Bowen Med. 2°.73	Igloolik J. Med. 1°.71	Winter J. Med. 1°.75	Halle Med. 17°.44	Plymouth Med. 16°.04
4 Morg.	. . .	+ 1.42	. . .	+ 2.13	+ 1.55	+ 4.48	+ 2.99
5	+ 0.52	. . .	+ 0.81	. . .	. . .	+ 3.83	+ 2.83
6	. . .	+ 0.67	. . .	+ 1.03	+ 0.94	+ 2.87	+ 2.01
7	+ 0.04	. . .	0.00	. . .	. . .	+ 1.81	+ 0.80
8	. . .	— 0.08	. . .	— 0.35	+ 0.01	+ 0.55	— 0.47
9	— 0.19	. . .	— 0.56	. . .	. . .	— 0.56	— 1.46
10	. . .	— 0.86	. . .	— 1.41	— 0.94	— 1.59	— 2.17
11	— 0.59	. . .	— 1.26	. . .	. . .	— 2.54	— 2.67
12	. . .	— 1.43	. . .	— 2.09	— 1.60	— 3.40	— 3.02
1 Nachm.	— 0.77	. . .	— 1.31	. . .	. . .	— 3.99	— 3.12
2	. . .	— 1.45	. . .	— 2.33	— 1.77	— 4.21	— 3.20
3	— 0.66	. . .	— 1.28	. . .	. . .	— 4.40	— 2.75
4	. . .	— 1.18	. . .	— 2.05	— 1.50	— 4.09	— 2.40
5	— 0.43	. . .	— 0.55	. . .	. . .	— 3.47	— 1.80
6	. . .	— 0.78	. . .	— 0.98	— 0.79	— 2.64	— 1.08
7	0.00	. . .	— 0.11	. . .	. . .	— 1.78	— 0.25
8	. . .	— 0.06	. . .	+ 0.01	+ 0.13	— 0.78	+ 0.60
9	+ 0.17	. . .	+ 0.42	. . .	. . .	+ 0.20	+ 1.25
10	. . .	+ 0.76	. . .	+ 1.36	+ 0.82	+ 1.21	+ 1.63
11	+ 0.47	. . .	+ 1.14	. . .	. . .	+ 2.21	+ 1.90
12	. . .	+ 1.35	. . .	+ 2.13	— 1.29	+ 3.18	+ 2.27
Extr.-Std.	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	— 0.16	— 0.11

*) In Hecla Cove, 79° 55′ n. Br., 114° 29′ W. L. Par.; obs. auf Perry's Exped., an Bord, Juni—August 1827.

Tab. V.
Abweich. im Frühling. — °C.

Stunden.	Halle Med. 8°.95	Plymouth Med. 9°.82
4 Morg.	+ 3.55	+ 2.70
5	+ 3.28	+ 2.68
6	+ 2.72	+ 2.26
7	+ 1.96	+ 1.27
8	+ 0.98	+ 0.08
9	— 0.13	— 1.14
10	— 1.24	— 1.99
11	— 2.13	— 2.58
12	— 2.90	— 3.06
1 Nachm.	— 3.44	— 2.85
2	— 3.69	— 3.12
3	— 3.63	— 2.82
4	— 3.29	— 2.35
5	— 2.72	— 1.65
6	— 2.05	— 0.86
7	— 1.27	— 0.04
8	— 0.52	+ 0.56
9	+ 0.21	+ 1.04
10	+ 0.90	+ 1.42
11	+ 1.57	+ 1.69
12	+ 2.24	+ 1.95
Extr.-Std.	— 0.06	— 0.38

Nachträge zu den Tabellen über die mittlere Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche p. 29 fg. Länge von Paris. Höhe in Pariser Fuss. Cent.-Grade.

A. EUROPA.

Zu p. 30. Ostersund. Nach Forsell's Mitth. Lond. Geogr. Journ. IX. ist d. Md. (Std.?) a. 6 J. 1823—28 J.: 2°.1. W. — 9.3, S. 13.9.

p. 31. Falun. In Lond. Geogr. S. J. IX. a. 9 J. 1830—38, Std.? J. 4°.4. W. — 5.5, S. 14.6; k. M. — 7.4, w. M. 15.7.

p. 33. Göteborg. A. 46 Jahren 1787—1832 Std.? J. 7°.9 (nicht 7.3). N. Forsell ebd. Vgl. Tuneld's Geogr. Sver. I. — Wexiö a. denselb. 34 J. W. — 2.3, S. 17.7; k. M. — 2.8, w. M. 18.9. — Kopenhagen. Aus 52 J. 1767—76, 82—88, 98—1809 Beob. auf d. Observatorium, u. 1814—24, 27—38 im botan. Garten; von Schouw ber., auf wahre Med u. auf den bot. Garten reducirt, ergiebt sich ebenfalls J. 8°.2. W. — 0.4, S. 17.2. Climat de l'Italie 1839.

p. 34. Apenrade. Dasselbe wahre Med. ergaben 16 J. (1832 u. 33 hinzuger.). — Näs u. Reikiavig 1823, — 1. Juli 29, obs. um 8 u. meist 9^h Mg., dann tägl. Extr. bis 1835, v. da bis z. 1 Aug. 1837 nahe tägl. Extr. (Zeit) von Thorstensen. 8 J. 1829—36 tgl. Extr. J. 3°.4. W. — 2.0, S. 10.7; k. M. — 3.1, w. M. 12.1 (8—9 J.); a. 14—15 J. 1823—37 J. 4°.1 corr. nach d. stdl. Beob. in d. Polarzone u. z. Leith (dasselbe Med. findet Schouw); W. — 1.6, S. 12.0 (14—15 J.), k. M. — 2.0 (Febr.), w. M. 13.5 (a. 15 J.). Sommerwärme des Meerwassers (4—5 J. Vormittags): 10°.1. Collectanea meteorolog. fasc. II. Hafn. 1839; Monats-Ber. d. geogr. Ges. z. Berlin 1839.

p. 35. Stromnesa u. Sandwick Manae, Orkney's J. in 58° 57′ n. u. 5° 49′ w., ?h. a. 12 J. 1827—38, obs. Clouston, 10 u. 10^h cor. J. 8°.0. W. 4.0, S. 12.5; k. 3.4, w. 13.0. An der Westküste der J. Pomona. James. Edinb. J. 1839. — Alford, Aberdeensh., in 57° 13′ u. 400′ h. 26 engl. M. v. d. Küste v. Aberd.sh. A. 7. J. 1833—39, obs. Jam. Farquharson, 9¼ Mg. u. 8¼^h Ab. J. 7°.3. Edinb. J. 1840.

p. 36. Kinfauns Castle. Aus 27 J. bis 1839 ebenfalls J. 8°.1.

p. 37. Canaan Cottage bei Edinburgh, 280′ h., a. 11 J. 1824—31, 34, 35, 37, obs. Adie tägliche Extr. J. 8.5 (ebenso a. 12 J., 1839 incl.). W. 3.5, S. 14.2; k. 2.4, w. 15.0; mit Playfairs cor. Beob. vereinigt 17 J: J. 8.6. W. 3.6, S. 14.4; k. 2.8, w. 14.9. Die absol. Höhe beider Beob.-Oerter ist fast gleich.

p. 38. Applegarth Manae, 55° 13′ n., 5° 32′ w. 170′ h. A. 12 J. 1827—38, obs. Dunbar 9 u. 9^h etc. (Med. bis 1839, 13 J. 7°.9); corr. Med: J. 8.1. W. 2.4., S. 13.4.; k. 1.2, w. 14.1. 10 engl. Meil. v. d. See. James. Ed. J. vol. 28. u. 1840. Phil. Mag. monatl. — Carlisle k. 2.3, w. 14.8.; cor. a. 24 J.

p. 39. Lancaster. 7 J. 1784—90 cor. zu den 6 J. (p. 39. Med. 9°.5.) hinzugerechnet, geben als 13-j. Medium: 9°.1.

p. 40. Dublin. A. d. 17. J. Beob. v. Kirwan ergiebt sich W. 4.3, S. 15.3; k. 3.6, w. 16.0. — Lyndon. A. Barker's Obs. 1771—98 Morg. u. Nmitt. (Zeit d. Extr. vielleicht) J. 9°.2. W. 2.7, S. 16.6.; k. 1.8, w. 17.5. Phil. Trans. — Great Malvern 490′ h. a. 3 J. 1835—37 tägl. Extr.: J. 8.9. Lond. Met. Trans. v. I. — Einige Beobachtungsreihen, z. B. für Thetford in diesen Transactions sind völlig unbrauchbar; in andern sind unbegreiflicher Weise die gröbsten Fehler unbeachtet geblieben.

p. 41. Cheltenham. Aus den wahrscheinlich nicht immer genauen Berechnungen und zuweilen (Nov. u Dec.) fehlerhaften monatl. Mitteln von Beob. der tägl. Extreme von Moaa ergiebt sich im 13-jähr. Durchschn. W..., S. 15.8.; k. 2.7, w. 16.8. Aus dem mon. Med. ber., in Trans. Met. Soc. v. I. — London. Tägl. Extr. k. 1.7, w. 17.3., (24 J. Beob. auf dem Lande); k. 3.0, w. 17.6. (20 J. Stadt-Beob. d. Roy. Soc.)

p. 42. Gosport. A. 16 J. 1816—31. J.: 11°.0. W. 5.0, S. 17.1; k. M. 3.9, w. M. 17.8. — Lyme Regis a. 13 J.: k. M. 4.5, w. M. 15.8.

p. 43. Plymouth. Das 5-jähr. Md. aus d. stdl. Obs. ist nicht 11.4, sondern 11.16; n. 8th. Report brit. Ass. Daher Md. a. 7 J. J.: 10.8 (nicht 11.0). — k. 5.9, w. 16.5 (n. Harris a. 11 J.). — Penzance. W. 6.9, S. 16.0; k. 5.7, w. 16.7 a. 21 J. cor. n. Plym.; aus 10 J. tägl. Extr.: W. 6.8, S. 15.7; k. 5.8, w. 16.4.

p. 45. Breda, 30′ h. Aus Wenckebach's Beob. 1838, 7—8h u. 1½h, ergiebt sich, auf vieljähr. Med. nach Brüssel reducirt, J. 9°.8. — Alost, s. d. 3 J. 1835, 36 u. 38, tägl. Extr. J.: 10°.7. Ann. l'Obs. 1837.

p. 47. Brüssel. Höhe 180′. A. d. tägl. Extr. der 6 J. 1833—38 J.: 10°.4. W. 3.7, S. 18.0. Aus den älteren vieljähr. Beob. J. 10.3. W. 1.6. S. 19.7 (?); Kickx obs. 6, 10, 2, 6 u. 10h. — Maestricht. Höhe 160′. A. d. 16 J. 1818—33, um 9 u. 9h, J.: 10°.1. W. 1.8, S. 18.0; k. —0.2, w. 18.9. — Lüttich. A. 4—5 J. 1830—35, 9 u. 9h: J. 11.1. W. 3.7, S. 18.6. Höhe 70m üb. d. Maas.

p. 49. Paris. A. 29 J.: k. M. —1.9, w. M. 18.8.

p. 50. Tours, 47° 24′ n., 1° 39′ w.? h. J.: 11°.5, Zeit? Berghaus' Länderk. V. 40.

p. 52. Avignon. In den Ann. des Sc. natur. wird aus 27-j. Beob. Guérin's angegeben: J. 14°.4. W...., S. 24.1. (cit. Més. bar. p. 121—158). Nach Schouw's Italie. I., a. 25 J. v. G., mit Rücksicht auf d. tägl. Var.-Grösse corr. J. 14.4. W. 5.8. S. 23.1; k. 4.8, w. 23.8.

p. 53. Marseille. A. 5—6 J., obs. Sylvab (Schön Wittr.) ergiebt sich J. 14.6. W. 7.3, S. 22.7. Das 20-j. Mittel v. Thulis etc. ist wahrsch. unbrauchbar, indem die Media aus den monatl. Extr. ber. zu sein scheinen (wenigstens gilt dies v. J. 1807 in d. Mém. de l'Acad. de Mars. p. 1807 Tabl.). Nach Berghaus' phys. Atl. Tp.-Tf. s. 4 J. J.: 14.4. W. 8.3, S. 20.0; Std.? A. d. 12 J. 1823—34, obs. Mittags, corr. nach der Differenz dieser Stunde vom wahren Med. in einigen Jahren J. 14.5; dasselbe Med. liefern 18 J. (Sylvab. n. 1838 zu jenen hinzugefügt. A. d. 16 J. 1823—38, n. Valz etc. (MS.): J. 14°.1; Std.? Jedenfalls rechtfertigt sich die bei Mars. Z. 4. ausgesprochene Vermuthung, dafs das Med. 14.7 noch zu grofs sei. Aus 9—10 J. erhalte ich W. 8.0, S. 21.8.

p. 54. Tilsit. A. 19 J. bis 1838: J. 6.8. W. —3.4, S. 16.5; k. —5.2, w. 17.3. — Königsberg. Schouw giebt a. denselb. Jahren: J. 6°.2 an. Die Zeit d. Beob. war im Sommer (welche Mon.?) 6, Max. (od. 2) u. 10h, im Winter Min. od. 8 Mg., Max. (od. 2) u. 10h. K. —4.2, w. 17.0.

p. 55. Stralsund. Berghaus, Alm. f. 1840, giebt auch corr. a. 11 J. MS. - Beob. J. 8.1. W. —0.2, S. 16.5; k. —1.6, w. 17.9. — Starkenhorst, corr. u. auf vielj. Med. red. J. 8.5. — Altona, 53° 33′ n., 7° 36′ ö., 120′ h. A. 5 J. gleichzeit. Beob. v. Hansen etc. mit Apenrade auf 16-j. Med. (s. p. 136) red.: J. 8.9.

p. 56. Neustrelitz. Corr. n. Salznf. u. wegen d. jährl. Abweich. auf vielj. Med. u. Berlin red. J. 8°.8. — Prenzlau. Ebenso ber. J. 8°.8. — Perleberg. Ebenso ber. J. 9.0. — Thorn. A. d. (unvollstd.) J. 1821, 22, 24, 25 im MS. findet Berghaus, Alman. f. 1840, d. corr. Med. J. 8.2. W. +0.9?, S. 16.5. — Berlin. Schouw corr. 13 J. zwischen 1783 u. 1837 u. findet J. 8.5. W. —0.2, S. 17.1. Berghaus giebt 1839, zum Theil aus eigenen Beob. an: J. 8.9. W. +0.1, S. 17.9; k. —0.3, w. 19.3. Länderk. 4. Bd. Mädler aus 17 J. 1822—38, tägl. Extr, J. 9.0. W. —0.4, S. 18.1; k. —2.6, w. 18.8. Astron. Nachr. 1839 p. 106. Corrig. man diese mit Kämtz' Coeffic. (Vorles. p. 28.), so ergiebt sich J. 8°.8. W. —0.4, S. 17.7; k. —2.6, w. 18.4. Nach gleichzeit. Beob. d Extr. u. um 6, 2 u. 10h corr. finde ich J. 8°.5. — Hannover, 52° 22′ n., 7° 24′ ö., ? h, J. 8.75. Zeit? N. v. Reden 1839. — Klausthal. J. 6°.1. Zeit? Elders.

p. 57. Münster. A. 10—11 J. 1818—26, 1833, 34 (dieselb. Std.) J. 9.5. W. 2.2, S. 16.8; k. 0.7. w. 17.4. — Brocken. 2 J. 1838 u. 39,

6, 2 u. 10ʰ J. +1°.2. Sächs. Provbl. — Kottbus, 51° 45′ n., 12° 0′ ö., 200′ h. 3 J. 1830—32, obs. Loof u. ⊙fg., 12—1ʰ u. ⊙untg. unc. J. 8°.4, 9tes Progr. — Göttingen, Höhe 410′. J. 9.1. W. + 0.6, S. 17.6. Mehrere Jahre; nach Kämtz' Vorles. Met.

p. 58. Halle. Aus mehrj. Beob. v. Kämtz; wahre Med., MS. J. 8°.8 (mit Red. weg. d. j. Abw.). W. 0.0 (9—10 J. 1827—38), S. 17.5 (6—7 J.); k. —2.3 (10 J.), w. 19.2 (6 J.). — Allstedt (vgl. p. 59), 51° 25′ n., 9° 4′ ö., 450′ h. Aus 7. J. Std.-Corr.? J. 9.1. W. 0.5, S. 17.6. Bergh. phys. Atl. Met. 4. Tp.-Tf. — Düsseldorf (Rheinhöhe 85′). Nach Günther J. 10°, n. Heis 11°.1 (?) Std. unbekannt. 1. Jahresb. des Rhein. bot. Vereins (auch Bergh. Ann. 1839). — Polnisch Wartenberg, 51° 19′ n., 15° 21′ ö., 460′ h. Obs. Hofrichter 15 J. 1818—32, 7, 2 u. 10ʰ; Manuscr. Cor. n. Halle: J.: 7°.7 (unc. 8.1); W. — 2.0. S. 16.8; k. — 3.7, w. 18.5. — Görlitz, 51° 7′ n., 12° 21′ ö., 650′? h. 2 J. 1837 u. 38, um 7, 2 u. 9ʰ v. Hertel, nach d. sächs. Beob. auf 11 J. red. J. 7.3 cor. — Breslau. A. 30 J. (Std.-Corr?) n. Bergh. phys. Atl. 4. Taf. J.: 7.9, W. — 1.0, S. 17.2. — Dresden. Eine zweite Reduction auf wahres Med. ergiebt J. 8°.5, a. 11 J. (Kämtz' Vorles. J. 8.3. W. — 1.2, S. 17.2.) Berghaus ber. (offenbar viel zu hoch) a. 24 J. bis 1835 cor. J. 9.6. W. + 0.4, S. 18.3; k. — 1.1, w. 19.5. Almsn. f. 1840.

p. 59. Eisensch. A. 7 J., Std.-corr.? J. 8.3. W. — 0.2, S. 16.8. Berghaus l. c. — Wartburg. A. 10 J., Std.-corr.? J. 8.2. W. 0.0, S. 16.2; k. — 2.1, w. 17.1. Ebd. — Köln, 50° 55′ n., 4° 35′ ö., 120′ h.; a. 3 J. 1833 — 35, obs. Garthe, Std.? J. 10°.6. — Zittau, 11 J. bis 1838 geben J. 8°.8; corr. n. Var. 7.6.

p. 60. Aachen, 50° 47′ n., 3° 44′ ö., ?′ h. J. 9°.2. Zeit? N. Benzenberg. Rhein. Pr. Bl. II: — Marburg. Die Veränderlichkeit der Beobachtungsstunden wie die Lage des Thermometers in einigen Jahren etc. erregen einiges Misstrauen. Schrift. d. nat.-hist. Ges. zu M. II. 1829. — Ilmenau; a. 10 J. Std.-corr.? J. 7.4. W. — 1.2, S. 15.9; k. — 3.1, w. 16.6. — Frankenheim, 50° 32′ n., 7° 46′ ö., 2200′ h. A. 7 J., Std.-corr.? J.: 5.7. W. — 1.9, S. 13.5. Berghaus l. c. — Koblenz, 50° 22′ n., 5° 16′ ö., 180′ h. A. 16 J. (Std.?) 1819—35 v. Mohr u. Ulffers. J. 10.6 (?). W. — 0.2, S. 19.2 (?) 1. bot. J.-Bericht. — Koburg. J. 7.8 (zu niedrig?); W. — 0.9, S. 17.1; k. — 1.7, w. 17.6. A. 12-j. Beob. 1782—93 v. Ernst Friedr., Herzog v. Kob. Mg., Mitt. u. Abd. (Manh. Std.?); Abweich. v. Mittel v. Arzberger berechnet (wie?). Schweigg. J. Bd. 35.

p. 61. Tetschen. 8—9 J. März 1828 bis Dec. 1836. J.: 9.0. W. — 1.2, S. 18.8. — St. Peter. 4—5 J. Juni 1828 bis Dec. 1832. J.: 5.5. W. — 3.6, S. 14.1. — Hohenelbe. 15 J. 1822—36. J.: 6.7. W. — 2.6, S. 15.6; k. — 4.3, w. 16.4. Einfluss des Riesengeb. — Leitmeritz. 6 J. 1830 — 34 u. 36. J. 9.4. — Rotenhaus. 10 J. 1827 — 36. J. 8.2. W. — 2.1, S. 17.9.

p. 62. Saaz. 13 J. bis 1836. J.: 8.9. W. — 1.4, S. 18.3. — Königgrätz. 9 J. bis 1836. J.: 8.2. W. — 1.4, S. 18.1. — Smetschna. 8 J. (1834, 36 hinzuger.) J.: 8.2. W. — 2.4, S. 17.9. — Eger. 9 J. bis 1834. J.: 7.3. — Prag. 15 J. 1822—36, nahe wahres Med. J.: 9.5. W. — 0.6, S. 19.1; k. — 2.4, w. 20.2. — Laudskron. 14 J. 1822—34, 36. J.: 8.0. W. — 2.4, S. 17.9; k. — 4.6, w. 18.8.

p. 63. Brzezina. 6 J. 1828—30, 33, 34, 36. J.: 7.0. — Deutschbrod. 8 J. 1828—34, 36. J.: 7.9. W. — 2.1, S. 17.1. — Seelau. A. 6 Jahren bis 1836, J.: 8.0. W. — 1.0, S. 21.2. Unzuverlässig. — Olmütz, Höhe gegen 800′. — Tabor. 14 J. bis 1836 a. 7 u. 2ʰ J.: (8.1), corr. 7.3. W. — 2.8, S. 17.0. — Rehberg. 8 J. 1828—34, 36. J.: 5.9. W. — 3.3, S. 14.9. — Neuhistritz. 8 J. 1828—34, 36. J.: 5.8. W. — 3.6, S. 15.1. — Krumau. 5 J. 1832—36. Med. 7.4, auf 11 J. n. Hohenfurth red. 7.2. Nullpunkt des Therm. corr. — Hohenfurth. 11 J. 1824, 27—36. J.: 6.7. W. — 3.3, S. 16.4; k. — 5.0, w. 17.5.

p. 64. Frankfurt a. M. k. — 0.7. w. 19.1, a. 32 J. n. Berghaus.

p. 65. Trier. Nach Schäfer's trier. Flora. I. p. VI. J.: 9.5. S. Delamorre in Häberle's met. Heften, 1811.

p. 66. Karlsruhe. Schouw giebt a. 30 J. die corr. Med. J.: 10.4. W. 1.4. S. 19.0.

p. 68. München. Zeile 1 l. 7 J. 1781—86, 88. Höhe 1620′. Aus den 25 J. 1805—29, 6, 1—2 u. 9^h, also nahe wahres Med. J.: 8°.2. W. + 0.3, S. 17.6; k. M. — 1.3, w. M. 18.2. Bair. Ann. 1832 p. 77. Mit den älteren 7 J. vereinigt, ist d. 32-j. Med. W. 0.0, S. 17.7.

p. 69. Kremsmünster. N. Kämtz' Vorles. J.: 8°.3. W. — 1.9, S. 17.6 (a. ? J.). — Andeehs. N. Kämtz' Met. (zu hoch?) W. — 1.0, S. 19.0.

p. 70. Tegernsee. 8 J. 1781—88, geben n. Schouw's Italie I. d. (unsicher) corr. Md. J.: 6°.6. W. — 1.9, S. 15.3. — Innsbruck. Aus 51 J., obs. Zallinger gegen 4^h Mg. u. gg. 1½^h ergiebt sich n. der Corr. mit Rücksicht auf d. tägl. Var., die jedoch in manchen Mon. anomal erscheint, J.: 9.0. W. —1.9, S. 18.3; k. — 3.8, w. 18.4. Aus den 18 J. 1807 — 24 ebenf. corr. J.: 8.9. W. — 1.9, S. 18.0; k. — 3.8, w. 19.5. Zall. Met. Beob. Decbr. 1833. — Muran hat 2650′, Grätz 960′, Schönstein 1270′, Laibach 900′? Höhe.

p. 71. St. Gallen, 47° 26′ n., 7° 2′ ö., 1360′? h. J.: 8°.5. W. 0.0, S. 17.2. A. 10 J. 1817—26. Wahre Med.; MS.

p. 75. Mailand. D. 77-j. corr. Med. 1768 — 1839 J.: 12°.7. — Saint-Jean de Maurienne, 45° 18′ n., 4° 4′ ö., 1700′ h. Aus 12 J. April 1826—38, obs. Billiet an einem corr. Therm. Zeit d. tgl. Extr., kurz vor ☉aufg. u. 2 od. 3^h: J.: 9°.7. W. + 0.2. S. 18.7; k. — 0.8, w. 19.9. Localer Einfl. durch Berge und Thalwinde. Mem. Acc. di Torino. 2. Ser. t. I. p. 161.

p. 76. Mantua. 4 J. 1827—30. J.: 13°.4; tägl. Extr. i. MS. — Modena, 44° 39′ n., 8° 35′ ö., 220′ h. J.: 11.7 (Zu niedrig?) corr. a. 8 J. 1830—32, 33—38, obs. Bianchi Mittags (Md. 14.5) i. MS.

p. 77. Camajore. A. 45 J. Beob. v. Butori bis 1821 corr. J. 14.2. — Pisa: J. 12.7 (R? = 15.9 C.) Zeit? N. Grassi's Descriz. storica etc. di Pis. II.; ebenso Clark Clim. (Schouw's Med. zu niedrig!)

p. 78. Cattaro, 42° 17′ n., 16° 11′ ö., J.: 14°.6; Zeit? N. Berghaus' Länderkde. IV. — Neapel. A. 9 J. 1821—28 u. 36 corr. J.: 16.9. Obs. auf d. Spec. d. marina.

p. 80. Penafiel, 41° 17′ n., 10° 30′ w. Lg., 970′ h. Aus 4 J. (Std.?) J.: 16.8 (zu hoch). W. 9.6, S. 24.5 (?) Unzuverlässig. N. Berghaus' phys. Atl. Tp.-Tf. — Madrid, 1801 wurde um 11 (nicht 10)^h Abd. obs.

p. 81. Konstantinopel. A. 11 Mon. Mittagsbeob. (1799 Meigs u. 1816 Turner) n. s. d. J. 1835 ergiebt sich cor. J.: 13.8. W. 5.2, S. 22.1. Mit Rücksicht auf die Abweich. dieser Jahre vom vieljähr. Md. aus Beob. in Südrussland und Italien scheint das wahre Med. J.: 13.5 (bis 14.0), W. 5°, S. 23° festgestellt werden zu dürfen (vgl. p. 81). Vgl. Niebuhr's Reise. — Canea. Das Med. des J. 1818 weicht in Palermo nur um + 0.1 von 39-j. ab. Es ist also 18°.6 wahrsch. für Canea als vielj. Mittel zu betrachten, wenn die Beob.-Std. nicht eine Corr. erfordern!

p. 82. Warschau. 370′ h. J.: 7°.3. s. 13 J. 1826—38, obs. Arminski, Std.? 1828—38: 7°.2 (in Krakau 7°.9 cor.). — Krakau. 620′ h. A. 13 J. a) 1826—36 um 7, 12, 3 u. 9^h, obs. Steczkowski (corr. J. 8°.3); b) 1837 u. 38 um 6, 2 u. 10^h. J.: 8.0 (also Med. p. 82. nicht zu niedrig). W. — 3.3, S. 19.1; k. — 5.3, w. 19.6. D. J.-Med. 9°.0 (p. 82) ist fehlerhaft, da das one. Med. 9.3 der älteren Beob. wahrsch. schon die neueren von 1826 an einschliesst. Alle 19 J. (nicht 18) geben one. J.: 9.2. W. — 2.0, S. 19.9; k. — 4.0, w. 20.7. Result. d. Beob. a. d. Observ. zu Kr. 1839. — Lemberg. 840′ h. J.: 6°.1 (Std.?) aus 3 J. auf 13 J. in Krak. red. Zu niedrig? Einfl. der Karp.?

p. 83. Ofen. A. 10 (zw. 1827—38) oder mehr. J. Beob. auf der

Sternwarte; Std.? J.: 10.2. W. —1.1, S. 20.9. Nach v. Dorner's Mitth. — Cserna-Thal, Höhe? 1827—38 (10 J.; gleichzeit. mit Ofen?) nach Martini's Beob., Std.? J. 12°.4. W. —0.9, S. 22.8. Von hohen Felswänden umschlossenes, grösstes Querthal des Banater Alpenstocks. — Uleåborg. Die Std.-Corr. des j. Md. d. 6 J. Beob. v. Julin ist nur + 0.1 (nach v. Buch's Annahme + 0.7); red. man d. Med. wegen der kalten Beob.-Jahre auf vielj. Med. (n. Upsala), so erhält man jedoch wieder J.: + 0°.7. —

p. 84. Petersburg. k. M. — 9.6, w. M. 17.6 corr. a. 14 J. Aus den 15 J. 1823—34, 36 u. 37 ergiebt sich als wahres Med. J.: 4°.0.

p. 85. Kasan. Nach einer andern Corr. a. d. stdl. Beob. in höheren Breiten ergiebt sich ebenfalls s. 12[J. J.: 2°.2. A. 8—9 J. um 9 u. 9ʰ: W. — 14.4, S. 17.0; k. — 16.6, w. 18.6 nnc. — Moskau. Nach der tgl. Var. corr. (Druckfehler machen jedoch d. Resultt. nicht ganz zuverlässig,) erhalte ich W. (17—18 J.) — 9.4, S. (18 J.) 16.2; k. —10.6 (Decbr.) w. 17.5 (Juli). Alter Styl.

p. 86. Nicolaïeff, 46° 59′ n., 29° 39′ ö., 80′ h. ca. (75′.7 engl. üb. d. Ingul). A. 14 J. 1825—38 Beob. im hydrogr. Depot i. MS. v. Knorre um 10 u. 10ʰ, neu. St.; corr.: J.: 9.3. W. — 3.3 (14—16 J.), S. 21.5 (15 J.); k. — 5.2, w. 22.3 (15 J.) Gleichzeit. Beob. an der Pilotenschule geben im 5-jähr. Mittel ein um 0°.5, a. 6—9 (unvollst.) J. ein um 0°.4 höheres J.-Med. — Cherson, 46° 38′ n., 30° 17′ ö, 100′ (96′ engl. üb. d. Dnjepr). A. 14 J. 1825—38 Beob. in d. Corderie v. Onéhakoff und Oudaloff, wahrsch. um 10 u. 10ʰ, i. MS.; neu. St.; corr.: J. 9°.4. W. — 3.7 (11—13 J.), S. 21.6 (14 J.); k. — 5.9 (11 J.), w. 22.5 (14 J.). — Odessa, a. 2 J. Std.? n. Bergh. phys. Atl. J.: 9.9. W. + 1.2, S. 20.8. — Astrakhan. Lokhtin's Beob. geben wegen d. Std. ein zu hohes Med. Nach den gleichzeit. Beob. in Südrussland ist die Abweich. des J. $183\frac{1}{2}$ = 0.6, daher das Med. wahrscheinlich nur 8°.5. — Sympheropol. A. 13 J. 1822—33, Sept. $183\frac{1}{2}$, obs. v. Steven, ⊙aufgg. 2—3 u. 10ʰ. Mitgeth. v. Démidoff Voy. dans la Russ. mérid. 1839, aber nicht fehlerfreie Zahlenangaben. Aus d. tägl. Extr. etwa, mit Var.-Corr. J.: 9°.9. W. + 1.0, S. 19.9. D. Med. aller 3 Beob., n. der Var. corr., fst a. 13 Jahren, J.: 9.9, u. aus 12 J. W. + 0.6, S. 19.8; k. — 0.2, w. 20.9. Alter St. Gegen Nordwinde geschützte, aber den Ostwinden ausgesetzte Lage. — Sewastopol. A. 15 J. 1824—38, obs. Zasybine u. Prostotieff, 10 u. 10ʰ; i. MS.; neu. St.; corr.: J. 11.5. W. + 1.7 (14—15 J.), S. 21.7; k. + 0.6, w. 22.4. — Nikita (Südk. d. Krym); a. 3 J. gleichzeit. Beob. mit Sympher. auf 13-j. Md. red. (Std. dieselben?): J. 12°.0 (vielleicht etwas zu hoch). Olivengärten.

B. ASIEN.

p. 86. Spitzbergen, 80° n. Nördlichster Punkt, wo Temp.-Beob. auf der Erde angestellt sind.

p. 87. Novaja Seml., $74\frac{1}{4}$° n., Westküste: W. ($183\frac{1}{2}$) — 15.0. — Jakuzk, aus mehrj. Beob., welche Erman im Lond. Geogr. Soc. J. v. IX. mitgetheilt, um 6, 2 u. 9ʰ (alt. Styl?) Corr. gering: J. — 9.7. W. — 39.1, S. 17.2; k. — 41°.0, w. 20°.0. (Nach Kämtz' Met. Vorles. J. — 10.0. W. — 37.4, S. 16.2.)

p. 88. Jekaterinenburg. Wenn d. Med. der beiden kalten Jahre 1836. 37 nach den Beob. im mittl. Russland auf vielj. red. werden darf, so entfernt sich d. j. Medium wenig von + 1.0. — Irkutzk. Auch Kämtz giebt J. — 0.2; u. corr. W. — 17.9, S. 16.0. Vorles. — Khirgisen-Steppe, 46° n. W. ($18\frac{1}{6}$) — 20.0; a. d. Exped. v. Berg u. Tschichatschew (1 —) 2 J.: W. in 46° Br. ca. — 19.7 (sehr kalte J.)

p. 91. Bancoorah, Höhe 200′? Das 4-j. corr. Md. ist 26°.0.

p. 92. Nagpur. N. Kämtz' Corr. ist d. Med. 27.5. Vorles. 1840.

p. 93. Mahabuleshwur, 17° 55′ n., 71° 19′ ö., 4200′ h. J. 18°.6

(a.? J.). D. J. 1834, obs. Murray tägl. Extr. 19°.6. Nahe dem Westabhange des Ghats. Local-Einfl. durch Nebel (Max. des j. Regenquant.) Die mittl. Var. d. tägl. Extr. betrug in einem Regenmon. (Sept.) nur 1°.6. Athenaeum, Brit. Assoc. Rep., l'Instit., Bibl. univ. 1839). — Bombay wird ebendas. aus ? Jahren u. Std.? das zu hohe Med. 27°.8 beigelegt.

p. 95. Ueber Manilla vergl. spätere Berechn. bei Australien p. 130. Wahrscheinlich sind jene Jahre sehr warm gewesen, daher das Med. nicht als vieljähriges gelten kann. — Weltevreden. Gälte jenes Med. (s. p. 95.) f. d. Mittagsbeob., so würde d. wahre Med. 27°.3 ca. sein. — Ft. Raaff, b. Bg. Merapi, nordöstl. v. Padang, 1950′ h. A. ? J., um 6, 12 u. 6^h corr. J. 23.5; n. Müller's Berichten a. Sumatra.

C. AFRICA.

p. 97. Algier. Aus den Beob., welche Reaumur 1½ J. 1735 u. 36 anstellen liefs, ergiebt sich d. ungef. corr. Med. 20°.3. Lambert's Pyrom. — Madeira (Ort u. Zeit?) Nach Clark's Infl. of Clim. Tab. II. soll das Med. nur sein: J. 18.1. W. 15.3, S. 20.7; k. 14.7, w. 22.8.

p. 98. Marocco, Höhe 1350′. — Santa Cruz liegt an einer Felswand und dies kann wie bei La Guayra von Localeinflufs sein.

p. 99. Ciudad de las Palmas, Canar., 28° n. Br., 18° w. L., ?′ h. Mehr als 12 J. Beob. (Std.?); a. d. halb. Summe der Extr. der monatl. Mittel in diesem Zeitraum ber. J. 21.8. W. 18.0, S. 23.8; k. 17.8, w. 29.2 (Oct.). Der monatl. Gang der Temp. zeigt eine sehr befriedigende Uebereinstimmung mit dem von v. Buch gefundenen (nur aus Mittagsbeob., also auch etwas unsicher red.). Mitth. des Gen.-Cons. Mc Gregor. Can. 1831.

p. 100. Zu Christiansborg wurden die Beob. in 45′ Höhe angestellt. — J. de France. k. M. 21.2 (8 J.), w. M. 28.4 (10 J.)

p. 101. St. Dénis (J. de Bourb.), 130′ h. 2 J. 1818 u. 19, beob. Gibert-Desmolières auf d. Obs. mit sehr guten Instr. von Fortin (vielleicht im Zimmer) tägl. Extr. J. 25.0. W. 22.6, S. 26.7; k. 22.1, w. 27.1. Nach Thomas' Mitth. Cossigny's Beob. 11 Mon. April 1793 geben J. 24°.3. Lambert's Pyrom. 351. — Graafreynet, Höhe nach Drege 2400′ (frz. oder engl.?); obs. J. Ernst. Im S. u. SW. eine grofse Wüste.

D. AMERICA.

p. 102. Novo Arkhangelsk. Eine nochmalige Corr.-Rechn. derselben (von Lütke u.) Baer mitgeth. Beob. (s. auch Beitr. z. Kenntnifs Russl. 1839) liefert J.: 7°.0. W. + 0.7, S. 12.7. — Unlnk. Eine nochmal. Ber. d. Angab. in Lütke's Voy. aut. d. monde aus denselb. 1—2 J. liefert J.: 3.9. W. —0.1 (2 J.), S. 10.3 (1 J.). An der Küste von Aliaska u. Unimak fand Lütke, ebd., a. 4-stdl. Beob. die mittl. Tp. von 40 Tg. (15. Juni bis 25. Juli. alt. St.): 7°.4. — Ft. George. Corr. Md. W. + 3.8, S. 15.5. — Ft. Vancouver. Eine nochmal. Ber. der früher (p. 102) benutzten Jahre 183⅓, ⅓ u. ⅓, verbunden mit d. Beob. v. Parker Winterhalbj. 183⅔ um 7 u. 1^h liefert die corr. Md. a. 3—4 J. J. 11.0. W. 3.6, S. 18.2; k. 2°, w. 19°. Schliesst man den Winter 183⅔ als extrem-kalt aus, denn er gehörte zu den strengsten seit den Zeiten der Ansiedelung der Weifsen (auch d. W. 183⅓ war sehr kalt), so erhält man W. 4.3.

p. 103. S. Francisco, 37° 48′ n., 124° 49′ w. Aus 2-j. Beob. von Beechey 2-stdl. u. A. Erman im Nov. u. Dec. ergiebt sich, nach d. Gange der Temp. im südwestl. Europa, J. etwa 16°.0.

p. 105. Ft. Clarke (47° 15′ n., 102° w., ...′ h.?) am Missuri, obs. Prinz Max v. Neuwied, MS.: S. (aus 2 J. 1832—33, mäfsig warme Somm.) aus Mg.- u. Mittgbeob. (nahe tgl. Extr.-Zeit) corr. 21°.4; die Abdbeob. eingeschlossen 21°.2. Mädler ber. s. d. Beob. Apr.—Juli 1833

u. Jan.—Sept. 1833 nach d. Interpol.-Form. J. 7°.1, was natürlich unsicher. Beide Jahre waren in diesen Breiten an der Ost-, wie an d. Westküste kühl, daher d. Md. vielleicht noch zu niedrig. Man vergl. die Einleit. p. 24 u. 25 über die Temperatur des Innern und der Ostküste des Continents.

p. 106. Ogdensburgh. N. York. 1838 Zeit d. tgl. Extr. J.: 6°.4.

p. 107. Dover. A. 6—7 J. 1833—Mai 39 um ⊙aufg., 1 u. 10^h; J. 6°.9. W. —3 0, S. 19.0; k. — 5.5, w. 21.1.

p. 114. Camden, 34° 17′ n., 78° 13′ w., ?′ h., 1 J. 1838, obs. Holbrook ⊙aufg., 1 u. 9^h. J. 16.1. Kaltes Jahr. — Savannah. 2 J. Juni $183\frac{7}{9}$. 8, 2 u. 6^h geb. n. d. Var. corr. Md. J. 16°.9. Kalte Jahre.

p. 115. Key West. 7—8 J. bis 1838 incl. geben J.: 24.7.

p 117. Port San Blas, 21° 33′ n., 107° 35′ w., 130′ h. Nach n. 2 Mon. Beob. v. Beechey scheint die Winter-Temp. eines Jahres gegen 23° zu betragen. Voy. App.

p. 118. Road Town, Tortola, soll $\frac{1}{4}$° kälter, als das nördlichere Anegada sein. Wurden die Beob. gleichzeitig angestellt? Schomburgk in Bergh. Ann. 3. R. I.

p. 125. Parà, 1° 28′ s., 50° 51′ w., 0′ h. Aus 20 Beob. der Bodentemp. in geringer Tiefe v. Todon im Juli 27.1. Reise der sardin. Freg. Euridice $183\frac{6}{7}$ n. Süd-Amer. Mem. Torin. I. Aus den jährl. Extr. in 2 J., obs. Dr. Arbuckle, würde sich das Medium 27.5 ergeben. — San Luis do Maranhão. Die Bodentemp. a. Meere (Ende Juli) 28°.2; die Lufttp.-Beob. des sard. Cons. (Std.?) in 50′ H. liefern 27°.7; die Quelltemp. 27°.3. Ebdas. Es scheint hiernach das Med. 26.8 (p. 125) zu niedrig zu sein. — Pernambuco, 8° 3′ s., 37° 12′ w. Aus d. Beob. des Consuls, Std.? J. 25.6. Ebdas.

p. 126. Bahia, 12° 58′ s., 40° 51′ w. Aus d. Beob. des sardin. Cons., Std.? J. 24.8. Ebdas. — Rio Janeiro. Bodentemp. am Meere a. mehr. Beob. (im Oct.) 23°.8, also 0°.7 höher als die Lufttemp. (p. 126). Ebdas.

p. 127. Montevideo, 34° 54′ s., 58° 33′ w. L., ?′ h. 1 J. 25. Sept. $181\frac{5}{6}$, obs. Larrañaga, Std.? J. 18°.9. W. 14.1, S. 25.2. Warmes Jahr? Freycin. Voy. Hist. II. p. 1333. — Falkland J^n. Aus 1 J. Febr. $176\frac{6}{7}$, obs. Mac Bride zu Pt. Egmont. J. 7°.2. W. 4.4, S. 11.5 (tgl. eine Beob., Mittags?) Freycin. Voy. II.

p. 128. Paramatta. A. d. 2 J. Mai 1822 b. Mai 1824 J. 17°.7. Freycin. Voy. II.

Mittlere Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche.

Fortsetzung der Bemerkungen über die Bestimmung der Luftwärme und die Inflexionen der Isothermen (p. 1—25).

Die Resultate, welche wir aus der vorstehenden Sammlung von Jahresmitteln gezogen, stützen sich in Hinsicht auf den Lauf der isothermen Linien zum Theil bereits auf den jetzt erwiesenen Satz, dafs benachbarte Orte im Allgemeinen gleiche oder doch analoge Abweichungen in den Wärmemitteln einzelner Perioden vom wahren zeigen.*) Das Wichtigste aus den später gewon-

*) Dadurch ist man in den Stand gesetzt, kürzere Beobachtungsreihen auf eine längere Periode zu reduciren, wie dies in den Tabellen selbst

nenen Ergebnissen nebst einigen weiteren Bemerkungen über den Werth und die Zuverlässigkeit der vorhandenen Angaben lassen wir hier noch folgen. Dass jene Resultate in so kurzer Zeit zu erhalten möglich gewesen, kann nur von dem Gesichtspnnkte aus richtig beurtheilt werden, wie Genauigkeit der Instrumente nnd der Methoden der Beobachtung und Berechnung glücklicher Weise fast gleichen Schritt mit dem sich während des Drucks der Tab. selbst schnell anhäufenden Material hielten, und wie zuweilen ein neuer gut bestimmter Pnnkt geeignet ist, eine noch nnsichere und mehr hypothetische Ansicht zum Naturgesetz zu erheben. Manche ältere Angaben, z. B. die meisten für Frankreich, ja fast für die ganze Westküste des eigentlichen Continents von Europa (Holland und Belgien machen eine rühmliche Ansnahme von dieser Theilnahmlosigkeit) werden desshalb bald ganz verworfen werden müssen. Neue Combinationen treten dann an ihre Stelle, nm das Gesetz der Wärmevertheilung analytisch auszndrücken. Dennoch behalten jene Zahlen, deren relativen Werth gewiss Niemand weniger verkennt, als ich — ich hätte nie eine Vergleichung älterer und neuerer Beobachtungen an demselben Orte anstellen müssen, wenn dies ein Vorwnrf für die Sammlung werden sollte — einen bleibenden Werth, indem sie für die neuere Geschichte der Wissenschaft immer Geltung besitzen, welche eine Zusammenstellung der Art, wie die vorliegende, offenbar innerhalb gewisser Grenzen kritisch zu berücksichtigen hatte. — Der Maafsstab zur Beurtheilnng jener Zahlen ist ein sehr verschiedener, von den Instrnmenten, der Localität und der Zeit abhängiger. Wie selten findet sich jedoch verhältnifsmäfsig, selbst bei neueren Publicationen, eine genügende, vollständige Beschreibung der Oertlichkeit nnd Beschaffenheit des Instruments, als ob man absichtlich (oder aus Unkenntnifs oder Vorurtheil) den Local-Einfluss leugnet (vgl. p. 4—6, 25 u. zerstrente Andeutnngen in den Tabellen selbst), der sich selbst bei Vergleichung von Beobachtungen an einerlei Ort nach den Stnnden nnd Monaten verschieden wirksam zeigen mufs. Sehr wenige Meteo-

öfter geschehen. Zur Construction einer Isothermen-Karte dürfen aber viele Medien der Tabellen nicht nnmittelbar angewendet werden, wie auch die folgenden Bemerkungen über die Correctionsmethoden etc. (s. u.) lehren. — Ein Auszug aus einem zweiten Vortrage in der Gesellschaft f. Erdkunde zu Berlin über diese Ergebnisse kann wegen einiger Aenderungen und kritischer Bemerkungen über neuere Untersuchungen auf diesem Gebiete verglichen werden (i. Monatsber. d. Ges. 1839. N. 3. p. 61).

rologen haben früher darüber vergleichende Untersuchungen angestellt, aber gewöhnlich nur über die Grösse der mehr oder weniger directen Einwirkung der Sonne, woran wohl niemand gezweifelt. Zur näheren Begründung dieser p. 4, 25 ausgesprochenen Behauptung sind jedoch Beweise erforderlich. Ich wähle dazu absichtlich nur Beobachtungen aus der neuesten Zeit und von Beobachtern, deren Sorgfalt und deren Instrumente gerechten Anspruch auf Zuverlässigkeit zu haben scheinen; die Jahre oder Monate sind ohne besondere Auswahl, sondern wie sie mir zu Gebote standen, genommen, um nicht der Vermuthung Raum zu geben, als ob meine Hypothese sich eben nur manchmal bestätigte. Die Abweichungen gleichzeitiger täglicher Beobachtungen an Thermometrographen waren z. B.

London: a) Apartments der Royal Society, obs. Roberton, u. b) Chiswick, botan. Garten, obs. Thompson. Die monatl. Mittel resp. a) mit R, b) mit T bezeichnet, ergiebt für R = T ± d (Unterschied der Mittel = d) in Centesimalgraden:

1838. Nov.	Dec.	1839. Jan.	Febr.	März	April
— 0.22	— 1.07	— 0.73	— 0.14	— 0.33	+ 0.88
1839. Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.
— 0.17	— 1.69	— 0.94	— 0.38	— 0.30	. . .

Dies liefert im 11-monatlichen Durchschnitt R = T — 0°.46. Fehler der Instrumente sind nicht die Hauptursache dieser Abweichungen. (Die Striche bezeichnen d. jährl. Min. u. Max. d. Abweich.)

Berlin. Beobachtungen der tägl. Extreme von Poggendorff (P) u. Mädler (M) liefern M = P ± d in °C.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni
1830.	+ 0.05	. . .	+ 0.44	+ 0.57	+ 0.81	. . .
183½.	+ 0.95	+ 0.02	+ 0.19	(— 3.94!)	. . .	. . .
1835.	+ 0.42	+ 0.30	+ 0.40	+ 0.31	. . .	— 0.19
1836.	+ 0.54	+ 0.11	— 0.25	— 0.14	— 0.25	+ 0.01
1837.	+ 0.19	— 0.10	+ 0.02	+ 0.01	+ 0.02	— 0.01

	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
1830.	. . .	. . .	. . .	. . .	0.0	+ 0.16
183½.	. . .	. . .	+ 0.41	+ 0.61	+ 1.20	+ 1.02
1835.	— 0.37	+ 0.56	+ 0.24	. . .	+ 0.39	+ 0.16
1836.	— 0.14	— 0.01	— 0.30	— 0.02	— 0.16	+ 0.15
1837.	+ 0.22	— 0.09	+ 0.26	+ 0.56	+ 0.46	+ 0.46

Also 1835 im 10-monatl. Mittel M = P + 0°.18; 1836 im jährl. Durchschn. M = P — 0°.04, und 1837 M = P + 0°.16. Für

die 3 Sommermonate betrug die Differenz 1835 0°.0, 1836 — 0°.05, 1837 + 0°.04, für die 3 Wintermonate (Jan., Febr. u. Dec.) 183½: + 1.06 (?), 1835 + 0.29, 1836 + 0.27, 1837 + 0.18.

Was sich zum Theil als Einfluss localer Verhältnisse in den täglichen Extremen mittelst der Register-Thermometer ausspricht, deren Unvollkommenheit man in den meisten Fällen zu wenig berücksichtigt hat, das kann sich nothwendig auch nicht eliminiren, wenn zu bestimmten Stunden observirt wird, wo überdies Abweichungen von ¼ oder ½ Stunde von der festgesetzten Zeit gewiss nichts Ungewöhnliches, obschon sehr selten Zugestandenes sind; und sie müssen Differenzen erzeugen, die um so grösser, je stärker zur Beobachtungszeit die stündliche Veränderung der Wärme ist. Aber es ist wahrscheinlich, dass solcher Einfluss sich in den täglichen Minimis und Maximis nicht eben im kleinsten Maasse ausspricht, und dass die Stunden der schnellsten Veränderung im täglichen Temperaturgange das Extrem solcher Einwirkung zeigen. So z. B. ergeben die gleichzeitigen Beobachtungen 1828 in Dresden in einer nur um 2′.8 par. verschiedener Höhe von Lohrmann und Wiemann, die Media resp. mit L u. W. bezeichnet, im jährlichen Durchschnitt.

9ʰ Morg.	L = W	— 0°.26 C.
12ʰ Mittg.	L = W	+ 0.33
3ʰ Nmittg.	L = W	+ 0.01
6ʰ Abend	L = W	+ 0.58
9ʰ Abend	L = W	+ 0.36
im Mittel der 5 Stunden	L = W	+ 0.204

Oder die Zunahme und Abnahme der Temperatur, mit + und — resp. bezeichnet, war

	Mg. 9—12ʰ	12—3ʰ	3—6ʰ	6—9ʰ	9 Ab.-9ʰ Mg.	Summe d. tgl. Var.
Lohrm.:	+ 2.37	+ 0.48	— 1.48	— 2.23	(+ 0.86)	7.42
Wiem.:	+ 1.78	+ 0.80	— 2.05	— 2.01	(+ 1.48)	8.12

In Petersburg geben die gleichzeitigen einjährigen Beob. Juli 183⅞ im jährlichen Mittel um 2ʰ Nachmitt. an dem Institut des Mines 4.53, an der Académie des Sciences 4°.81 R., also hier ein um 0°.35 C. höheres Med. als dort; dagegen stand um 8ʰ Abds. das Therm. am Institut noch um 0°.15 R. höher, als an der Académie um 9ʰ, so dass das gleichzeitige Med. um 9ʰ Abds um 0°.72 C. differiren musste. Reducirt man die acht 2-stündl. und die 3-ma-

ligen Beobachtungen täglich auf wahres Med., so ergiebt sich für den Beobachtungspunkt an der Akademie ein um 0°.28 C. höheres Jahresmittel, als für den des Instituts.*) — Einzelne Monate und Stunden bestätigen dies; z. B. das März-Medium 1837 für 12^h Mitt. differirte aus den Beobachtungen v. Mädler und Poggendorff um + 0°.925 C. Zwei Beobachtungsreihen um 6, 2 und 10^h, ebenfalls zu Berlin, geben für den Sept. 1837 eine Differenz von 0°.14 C. unter einander, u. s. w. Vgl. auch Sykes in Lond. Phil. Trans. 1835. p. 205. fg.

Diese Beispiele werden genügen, um die Unverlässigkeit von Temperatur-Angaben bis in Zehntelgrade gewöhnlich schon wegen der Localverhältnisse zweifelhaft erscheinen zu lassen.**)

Ueber die Ableitung des wahren Mittels aus gewissen Stunden-Beobachtungen haben neuerdings noch Ansichten und Methoden angegeben: Schouw in seiner trefflichen und in ihrer Art einzigen Monographie „Climat de l'Italie" (a. d. Dän.) und Kämtz in den „Vorlesungen über Meteorologie," worauf wir Kürze halber hier verweisen. Jedoch dürfen wir folgende Bemerkungen nicht übergehen. Bei der auf die Grösse der Variation sich stützenden proportionalen Reduction auf wahre Media aus stündlichen Beobachtungen an andern Orten ist bisher nicht genugsam beachtet worden, dass hier die verschiedene Tageslänge und Sonnenhöhe in verschiedenen Breiten von Einfluss sind und dass man daher in der Correction etwas entfernter Punkt leicht Fehler begehen kann, wovon eine Vergleichung der Variationsgrössen zwischen einerlei Tageszeiten überzeugt. Ferner: Wenn Feuchtigkeit, Durchsichtigkeit der Atmosphäre und Windverhältnisse sich auch im täglichen Wärme-Gange von nicht geringem Einflusse zeigen, wovon namentlich das ozeanische Plymouth und die benachbarten Oerter im mittleren Deutschland so schöne Beweise liefern, so ist auch die Vermuthung begründet, dass im Innern der Continente jene Momente sich in zwar ähnlicher, aber doch abweichender Weise von Orten der Westküsten mit das ganze Jahr hindurch vorherrschenden westlichen Winden und so oft wiederkehrender Trübung des Him-

*) Man vgl. auch Schouw's Veirl. Tilstand p. 52, 60 ff., Climat de l'Italie p. 68. etc.

**) Es versteht sich, dass hier nicht der relative Werth der Beobachtungen an *demselben* Orte in verschiedenen Jahren gemeint ist.

mels *) darstellen. Die Beschaffenheit der Luft im Continente muss auch im Mittel anders auf die stündliche Wärme-Zunahme und -Abnahme, so lange die Sonne über dem Horizont, anders in der nächtlichen Abkühlung einwirken, wenn oft Monate lang die Heiterkeit der Atmosphäre, wie in der heissen Zone und im tiefen Innern grosser Continente, Insolation und Ausstrahlung im Extrem begünstigt, wovon jede Reise überraschende Schilderungen liefert. Daraus folgt von selbst, dass die meisten Temperatur-Mittel für solche Gegenden nur als Annäherungen an die wahren Werthe zu betrachten sind, denn der Fehler der Bestimmung aus wenigen Tagesbeobachtungen mittelst Interpolationsformeln scheint einleuchtend, wo der Gang der Wärme in der Nacht nirgend gehörig empirisch ermittelt ist. Wo die Abweichung der täglichen Extreme oder die mittlere tägliche Variation ihr Maximum erreicht, **) hat die Bestimmung der wahren mittleren Temperatur auch die geringste Sicherheit. Selbst im hohen Norden der sibirischen Ebenen schmilzt in den Wintermonaten oft Mittags der Schnee, wenn Nachts das Thermometer unter den Gefrierpunkt des Quecksilbers hinabgesunken!

Auf der Höhe, an Gebirgsabhängen oder auf Gebirgspassagen (z. B. St. Bernhard ***) wird die Localität der anliegenden Landschaft und ihre Oberflächengestalt †) zweifelsohne in Folge des Wechsels der auf- und absteigenden Luftschichten und des verschiedenen Eintritts der Winde in der Höhe und im Tieflande einen noch grösseren Wirkungskreis erhalten, als im ebenen Lande; denn hier gesellen sich zu dem örtlichen Einflusse des Punktes auf der Höhe, der aus der Trübung oder der Höhe der Wolken

---

*) Die Zahl der Regentage beträgt z. B. in England, den Niederlanden und West-Frankreich 1.3 mal soviel als in Ofen, 1.7 mal soviel als in Kasan und 2½ mal soviel als im Innern Sibiriens. Dabei bringen dem Westen Herbst und Winter die meisten Regen, während in Deutschland und noch mehr in Russland und Sibirien im Winter am wenigsten, und im Sommer am meisten Regen fällt.

**) Die grösste Variation findet sich im nördlichen Afrika und in Hindostan, besonders auf dem Plateau von Dekan.

***) Vgl. d. Repertor. 3. Bd. p. 336 fg.

†) S. u. a. Memorie Accad. di Torino, 1839. t. I. p. 161 fg. über solche Einflüsse der den Beobachtungsort umgebenden Berglandschaft einige neue Bemerkungen von Billiet.

am Gebirge, der Windrichtung, der Beschaffenheit des Bodens, seiner Pflanzenbedeckung etc. hervorgeht, noch alle jene modificirenden Erscheinungen der Tiefe; und ihre Wechselwirkung bei den meisten Höhen, die sich noch in anderen Phänomenen ausspricht, bringt vielleicht jedem solchen Orte einen mehr oder weniger abweichenden eigenthümlichen Gang der Wärme (s. z. B. Innsbruck). Dadurch wird hier die Ermittelnng wahrer Medien aus wenigen Beobachtungen oder aus den tägl. Extremen bis zu einer gewissen Höhe noch mehr erschwert.

Aehnliches gilt von Orten auf kleinen Plateaus. Die Lage z. B. nahe dem Rande, die Umgebung hoher Bergketten oder ganzer Reihen von Schneebergen mit den kalten Stürmen, die oft an solchen Punkten ganz plötzlich herabstürzen u. dgl. m. verhüllen hier eine Menge von Localitäts-Verhältnissen in dem Gange der Temperatur, so dass man kaum die Mittel längerer Beobachtungsreihen zur Bestimmung der Temperatur-Abnahme mit der Höhe benutzen darf, und dann bei Vergleichung mit Orten in anliegenden weiten Tiefländern wenigstens sehr vorsichtig zu Werke gehen muss. Einige neuere gleichzeitige Beobachtungen in Gebirgsgegenden motiviren diese Behauptung. Selbst auf grösseren Hochebenen gestatten die vorhandenen stündlichen Beobachtungen kaum eine unmittelbare Anwendung, so häufig auch neuerdings dafür Corrections-Rechnungen angebracht sind. [Vgl. Tab. I. zu p. 8. Anm.*)] Ganz abgesehen von der Lage eines Plateau-Ortes gegen ein Gebirge muss sich hier, wie (meist etwas vereinzelte) Beobachtungen darzuthun scheinen, die Wärme-Aenderung schon desshalb etwas verschieden darstellen *), weil die verticalen Bewegungen in der Luftsäule der Umgebung bei dem elastisch-flüssigen Elemente sich auch in gewisser Entfernung noch auf die Plateau-Atmosphäre wirksam erweisen können. Ist aber der tägliche Spielraum der Temperatur auf Hochebenen bis zu gewissen Höhen bedeutender, als im Tieflande, **) so ergiebt sich daraus eine geringere Sicherheit der Reduction für solche Gegenden. Aus demselben Grunde dür-

*) Die mittlere tägliche Variation zu Quito scheint nahe so gross als zu Trinconomale (vielleicht aber Zimmerbeobachtungen) und auf Novaja Semlia zu sein.

**) In der lombardischen Ebene beträgt er 6°, in ebenen Gegenden Süddeutschlands dagegen 8½° C., wie in Tunis (im jährl. Mittel).

fen auch alle mitgetheilten Medien für tropische und subtropische Länder, in denen auch die Eintrittszeit der Regen und ihre Dauer oder Unterbrechung noch wesentlich modificirend wirkt, nur als annähernde betrachtet werden, wenn nicht, wie an den Küsten der Continente und der Inseln namentlich, das Wechselspiel der Winde in der täglichen Periode eine bedeutende Annäherung der täglichen Temperatur-Extreme erzeugt. In der Entfernung weniger Meilen von der Küste und in nicht beträchtlicher Höhe kann sich bekanntlich diese locale Erscheinung der Land- und Seewinde mit den zahlreichen Modificationen kaum noch geltend machen, daher schon hier die grosse Variation in dem täglichen Wärme-Gange.*) Viele Angaben für Punkte im Innern der Continente der heissen und gemässigten Zone erscheinen demnach weniger zuverlässig. Die Beobachtung der täglichen Extreme, welche öfter in diesen Gegenden vorkommt, könnte sogar ein ziemlich abweichendes Mittel von dem wahren geben, wie das Folgende schon für das etwas continentale Deutschland und für Russland zu beweisen geeignet ist.

Die Reduction auf wahre Media hängt offenbar hauptsächlich von der Kenntniss der mittleren absoluten tägl. Variation oder von dem Spielraum zwischen gewissen Stunden ab. Wie wenig darüber bekannt ist, lehrt jedes Werk über Meteorologie. Eine für diesen Endzweck eigens unternommene Untersuchung bewies jedoch, namentlich in Betreff der wirklichen mittleren tägl. Extreme eine nicht geringe Veränderlichkeit, welche noch durch die Empfindlichkeit und die Art der Aufstellung der Instrumente, z. B. den Abstand vom Boden, wesentlich bedingt ist, und es bestätigte sich nur, dass dieselbe von N. nach S., doch nicht gleichförmig zunimmt, und nahe dem Aequator wieder abnimmt, dass sie auf gleichem Parallelkreise nach dem Innern der Continente hin wächst und bis zu gewissen Höhen bei Plateauflächen meist zunimmt.**) Eine genügende Correction aus den stündlichen Beobachtungs-Reihen für

*) In der Sahara sind Temperaturen unter 0° wiederholt beobachtet werden. Man vergl. auch Russegger's Reiseberichte in mehr. Journ. — Schon Lambert bemerkte den Localeinfluss in der Pyrometr.: „Im heissen Erdstriche sind die jährlichen Veränderungen der Wärme gering. Um desto mehr können die besondern Umstände des Ortes denselben andere Bestimmungen geben."

**) Auf dem St. Bernhard beträgt der tägliche Spielraum 7°.3, in Genf gleichzeitig 8°.4 C. im Mittel vieler Jahre.

die monatlichen Media, wovon bei der beträchtlichen Verschiedenheit des wahren mittleren monatlichen Spielraums in verschiedenen Monaten die des Jahresmediums abhängt, scheint mir unter diesen Umständen noch nicht möglich; selbst mehrjährige Beobachtungen an Registerthermometern und zu Stunden, welche wahres Medium liefern, sind localen Einflüssen (s. p. 151 fg.) ausgesetzt. Es scheint jedoch überhaupt die wahre Temperatur eines Jahres an Punkten höherer Breiten aus 2 oder 3 Beobachtungen täglich selten bis 0°.1 genau ermittelt werden zu können, wo nicht die tägliche Variation gering ist. Die Methode, die täglichen Extreme zu beobachten, welche zuerst de Bèze 1686 und späterhin v. Humboldt und Hällström empfohlen, behält desshalb noch immer ihren Werth, abgesehen davon, dass die Kenntniss der täglichen Variation für die Entwicklung des organischen Lebens ein wichtiges Moment ist. Die vorgeschlagene Anwendung constanter Factoren*) setzt für die verschiedenen Monate voraus, dass ein Ort denselben Gang der mittleren täglichen Veränderung in der jährlichen Periode habe; bei mehr continentalen Gegenden namentlich zeigt sich jedoch, dass diese Annahme nicht naturgemäss ist, und dass selbst an demselben Orte dies Verhalten in verschiedenen Jahren ansehnlich variirt, besonders in den Monaten der grössten täglichen Variation.**) Auch zeigen öfter ziemlich nahe gelegene Punkte erhebliche Abweichungen. Wirklich sind die Fehler der Media aus den absoluten täglichen Extremen meist nicht beträchtlich für die mittlere Wärme eines Jahres; im Allgemeinen scheint in unserer Zone das Medium daraus

*) S. u. a. Kämtz' Methode im Lehrb. Met. I. p. 97 u. Vorles. Met. p. 28 u. A.

**) Für Berlin betrug die Corr. der Extr.-Media mittelst der Kämtz'schen Coefficienten im 17-jähr. Durchschnitt für den Juni — 0°.45 C. (im J. 1838: + 0.03), für den April + 0.30 (1838: — 0.26), für den Decbr. — 0.06 (1838: + 0.22 C.); jedoch war die Abweichung in den andern Monaten des Jahres 1838 minder beträchtlich. Für dies Jahr habe ich die Beob. der Extreme nach Kämtz' Regel corrigirt, eben so die Media aus 6, 2 u. 10^h auf wahre reducirt und gefunden, dass hiernach die erste Correction in den 12 Mon. der Reihe nach um — 0.05, + 0.10, — 0.36, — 0.49, — 0.29, — 0.90, — 0.47, — 0.18, — 0.05, — 0.25, — 0.49, — 0.21 C. und für das Jahr um — 0°.22 C., wie die Vorzeichen unmittelbar angeben, zu verbessern ist (s. u.). Die allgemeinere Zulässigkeit jener Methode ist somit wohl etwas zweifelhaft.

etwas zu hoch. Hällström (Pogg. Ann. IV.) fand z. B., dass die Correction für Paris aus mehreren Jahren — 0°.14 C. beträgt; die geringen positiven Correctionen für Halle und Åbo sind weniger zuverlässig, und er ist überhaupt geneigt, die Unterschiede als Resultate der Beobachtungsfehler anzusehen.

Jedoch zeigt sich dasselbe an andern Punkten. Die an einer geringen Anzahl von Tagen angestellten Observationen auf Freycinet's Reise liefern für alle Orte und Zeiten in der Passatzone ein zu hohes Medium aus den abs. Extr. In Kasan übertraf das Mittel der tägl. Extr. 1833 das wahre, aus 4 oder 6 (?) Beobachtungen täglich berechnete, um 0°.40 C. Für Berlin ergiebt sich die mon. Corr. der tägl. Extr.-Media nach den um geringe Grössen corrigirten Mitteln der Beobachtungsstunden 6, 2 u. 10^h in ° C.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni
1837.	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .
1838.	+ 0.06	— 0.05	— 0.50	— 0.75	— 0.70	— 0.87

	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
1837.	. . .	. . .	. . .	— 0.11	— 0.54	— 0.74	. . .
1838.	— 0.82	— 0.52	— 0.70	— 0.57	— 0.50	+ 0.01	— 0.49

Für Fort Franklin, Corr. der wirkl. tägl. Extreme gegen das Mittel der stündlichen Beobachtungen (1 Jahr). °C.

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni
— 0.03	+ 0.45	+ 0.44	+ 0.44	+ 0.36	. . .

Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
+ 0.37	+ 0.24	— 0.12	+ 0.31	+ 0.26	+ 0.31	(+ 0.25)

im 11-monatl. Durchschnitt + 0.27.

Für die folgenden Orte habe ich die Correction für die monatl. Mittel der Extr.-Stunden (also nicht genau absol. Extr.) gegen das 24-stdl. berechnet. Die näheren Angaben über die Jahre der Beobachtung u. s. w. s. m. in den Anm. auf Tab. I. f. zu p. 8. u. auf p. 132, 33. Nur über Boothia Felix ist zu bemerken, dass die in Bd. III. des Repertor. vom Herausgeber mitgetheilten Media aus 2 Jahren dieser Rechnung zu Grunde gelegt wurden.

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni
BoothiaFel. 2J.	+ 0.05	— 0.32	— 0.92	— 0.46	+ 0.15	— 0.20
Leith. 2 J.	— 0.15	— 0.27	— 0.16	+ 0.11	+ 0.07	— 0.10
Plymouth 2J.	— 0.17	— 0.35	— 0.34	— 0.41	— 0.15	+ 0.05
do. 5 J.	— 0.323	— 0.396	— 0.389	— 0.416	— 0.024	— 0.047
Salzufflen 1J.	— 0.14	— 0.35	— 0.19	+ 0.01	+ 0.52	+ 0.10
Halle Mehr. J.	— 0.28	— 0.41	— 0.25	— 0.20	+ 0.46	+ 0.30
Göttingen do.	— 0.55	— 0.66	— 0.47	— 0.30	— 0.03	— 0.19
Mühlhaus. 1J.	— 0.48	— 0.60	— 0.31	— 0.14	+ 0.10	0.00
Padua. 1½ J.	— 0.16	— 0.04	+ 0.10	+ 0.08	+ 0.12	+ 0.06
Madras. 1J. *)	+ 0.04	+ 0.46	— 0.12	— 0.07	— 0.34	— 0.13

Also fast ohne Ausnahme ein zu hohes Medium aus den tägl. Extremen, zwischen + 0°.2 (Ft. Franklin) und — 0°.5 (Berlin)**) Wahrscheinlich würde man durch gewisse 3 oder 4 äquidistante Beobachtungen täglich noch mehr „zu etwas Zuverlässigem und Constantem gelangen," als durch die Beobachtungen der absoluten täglichen Extreme. Die in den Tabellen mitgetheilten Media aus diesen sind daher noch um geringe Grössen zu verbessern; doch erlauben sie, bis die Correctionsgrösse und die Methode genauer ermittelt ist, eine Vergleichung solcher Orte, die in ähnlichen Klima-Bezirken gelegen sind, z. B. den britischen Inseln, und eine Correction derselben wird auch dann erst durchgängig anwendbar sein, wenn man die Media der Extreme getrennt giebt. Die Correction der Mittel mancher Orte aus einzelnen Stunden konnte

*) Wegen des anomalen Ganges des Thermometers, besonders Morgens, weniger sicher. Wirkt hier nicht auch der Wechsel der Land- und Seewinde auf die Zeit des Eintritts der täglichen Extreme beträchtlich ein, wie für das tägliche Maximum bereits an mehreren Punkten der heisseren Küstenländer erwiesen ist?

**) Da die Eintrittszeit des täglichen Maximums u. Minimums in der jährlichen Periode sich ändert, in der Tab. II. zu p. 8. u. Tab. I. auf p. 133 aber nur die jährliche mittlere Zeit der Extreme betrachtet wurde, so zeigen sich im jährlichen Durchschnitt zwischen den obigen und den dort mitgetheilten Corrections-Grössen Unterschiede. Wollte man daher die Beob. der veränderlichen Zeiten der täglichen Extreme corrigiren, so würden die hier berechneten Grössen eine genauere Annäherung geben. Auch die Corr.-Tabellen p. 11, 16—19 für die Jahreszeiten sind hiernach leicht zu vervollständigen.

Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
+ 0.05	— 0.08	— 0.21	— 0.33	+ 0.11	+ 0.03	—0°.18C
+ 0.15	— 0.04	— 0.13	— 0.12	— 0.30	— 0.22	— 0.10
— 0.29	— 0.02	— 0.57	— 0.56	— 0.62	— 0.49	— 0.34
— 0.212	— 0.333	— 0.436	— 0.573	— 0.401	— 0.379	— 0.327
+ 0.10	+ 0.04	+ 0.04	— 0.04	+ 0.14	+ 0.15	+ 0.05
+ 0.18	0.00	— 0.11	— 0.37	— 0.43	— 0.31	— 0.118
— 0.10	— 0.14	— 0.25	— 0.52	— 0.32	— 0.47	— 0.333
+ 0.01	— 0.21	— 0.55	— 0.57	— 0.26	— 0.33	— 0.28
+ 0.03	— 0.23	— 0.13	— 0.28	— 0.60	— 0.50	— 0.13
— 0.50	— 0.05	— 0.51	+ 0.07	— 0.33	— 0.46	— 0.16

desshalb ebenfalls gar nicht vorgenommen werden, weil die Stunden-Media zur Berechnung der täglichen Variation nicht mitgetheilt worden.

Wir haben uns zur Beurtheilung der vorhandenen Beobachtungen in Hinsicht ihres absoluten Werthes, der für die Wärme-Vertheilung auf der Erde allein in Betracht kommt, noch zu obigen Bemerkungen veranlasst gesehen, weil die Methoden, das wahre Mittel aus den Beobachtungen abzuleiten, offenbar von der höchsten Wichtigkeit sind. Oft haben wir uns der einfacheren bedient, denn es schien uns keinem Zweifel zu unterliegen, dass gegenwärtig sich unsere (corr.) Angaben innerhalb der Fehlergrenzen halten, welche durch Localverhältnisse, durch die Beschaffenheit der Instrumente und die Sorgfalt der Beobachter, und endlich durch die Abweichungen einzelner Jahre oder selbst Jahresreihen (s. d. Tab. bei mehreren Orten) vom wahren Medium hervorgehen. Erst wenn auf alle diese Umstände gehörig geachtet wird, und dies sollte wohl nach dem Standpunkt der Wissenschaft gefordert werden, dürfen wir hoffen, Materialien zu erhalten, welche so wichtige Probleme, wie die Aenderung der Wärme auf der Erde *) u. s. w. zu lösen, von der Nachwelt geeignet betrachtet werden können. Es ist wirklich Erstaunen erregend, wie wenige Beobachter bisher über die Veränderung ihrer Thermome-

*) Schouw berichtigt Libri's Angaben und entkräftet zugleich vollkommen dessen Beweis, dass das Klima von Toscana sich in den letzten 150 Jahren nicht geändert habe. Italie. I. Suppl. p. 99.

ter*) in längeren Zeiträumen Untersuchungen angestellt und veröffentlicht haben.

Bevor wir nun zu den später erhaltenen Resultaten über die Lage der Isothermen übergehen, müssen wir noch eines Umstandes gedenken, der von der höchsten Wichtigkeit für die Berechnung und Construction der Isothermen-Karten ist. Bekanntlich reducirt man die Beobachtungen überall auf den Meeresspiegel, und gewöhnlich geschieht dies nach einem allgemeinen Gesetz aus der an einigen Punkten gefundenen mittleren Erhebung für die Temperaturabnahme mit der Höhe um 1°. Die Beobachtungen in Grossbritannien zeigen jedoch auffallende Verschiedenheit von den Bestimmungen für das südliche Deutschland und Italien, und bei grösseren Höhen begeht man daher bei jener Reduction beträchtliche Fehler. Um diese zu vermeiden, wird die Zahl von gleichzeitigen Beobachtungen der Art noch für viele Gegenden sehr vermehrt werden müssen. Bei niedrigeren Hochebenen und bei Tiefebenen sind die Fehler in Vergleich zu den früher gedachten unbedeutend, wenn nicht eine besondere Configuration störenden Einfluss ausübt. Für das mathematische Gesetz der Wärme-Vertheilung werden am besten Punkte dicht am Meeresspiegel combinirt, weil dies im westlichen Theil des alten Continents durch die Gliederung des Erdtheils leicht möglich ist. Wo aber der Lauf der Isothermen in grösserem Abstande vom Meere aus auf das Meeresniveau zu reducirenden Punkten bestimmt werden muss, ist eine solche sichere Herleitung schwieriger; denn das Thermometer sinkt im jährl. Mittel um 1° C. n. v. Humboldt an Bergen in Süd-Amerika bei 98', auf Bergebenen und an grösseren Bergmassen bei 128.7', nach Kämtz (nahe wie Saussure) in Süd-Deutschland und Nord-Italien zwischen 45—50° Br. und zwischen Wien u. Genf bei 88.6', am St. Bernhard 103.7' (99.0 Gauttier), nach Schouw am Süd-Abhange der Alpen bei 86', nach Reich in Sachsen bei 89.4', für Böhmen finde ich 88.2', nach Bischof bei Bonn 91', nach Guérin am M. Ventoux 90', bei den Apenninen in 43½° Br. bei 95', bei Nicolosi

*) Das Instrument Billiet's zu St. Jean de Maurienne ward um 0°.7, Prof. Städtler's zu Triest um 1°.5, Quetelet's zu Brüssel 0.4 u. v. a. fehlerhaft gefunden; man vgl. auch Gintl's Untersuchungen über die Verrückung des Nullpunktes (um ¼ bis ½° R. in 10—12 Jahren) und ihre Ursachen. Baumgartner Zeitschr. f. Phys. V. p. 8, 117 ff. (Zusatz z. p. 3.)

auf dem langsam sich senkenden Abhange des Aetna bei mehr als 200', in Grossbritannien nach Brisbane und Galbraith, zwischen 55 u. 57° Br., bei 59.7 (ich erhalte 66'), nach Watson, zwischen 53 u. 59° Br., bei 67.3', nach Jameson bei nur 42.2' (?), nach Playfair 76', nach Atkinson 60', an den Lead-Hills bei 57.2'; nach Kämtz in Ungarn bei 57.4' (?), im westl. Sibirien bei 127' in den (östl.) verein. Staaten Nord-Amerikas bei 114', im südlichen Vorder-Indien bei 91', im nördlichen bei 116'.5, in Südamerika auf Bergebenen 125', in Mittel aller Beob. v. Bonssingault 113'. Die Höhen sind demnach ziemlich verschieden. Das allmälige Ansteigen des Bodens, wie die Ausdehnung grösserer Plateauflächen und die Entfernung vom Meere bewirken im Allgemeinen, wie auch jene Zahlen bestätigen, eine langsamere Abnahme der Wärme mit der Höhe, als an steilen Berg-Abhängen oder an Bergen im Inselklima. Ist nun der Endzweck der Isothermen-Zeichnung der, den Einfluss aller Momente auf die Luftwärme, wie die Configuration der Continente etc., nämlich die Abweichung von dem Parallelismus ihres Laufs auf einer homogenen Kugel darzustellen, so müssen wir entweder Beobachtungen im Innern ausschliessen oder nur unter sich vergleichen; oder wir müssen, was offenbar naturgemässer ist, den Einfluss grosser continentaler Tiefebenen oder Hochländer auf die mittlere Wärme darin darstellen, aus demselben Grunde, wie wir im südlichen Europa den erwärmenden Effect des südlichen Continents in den Karten berücksichtigt finden, worin wieder die kleinen localen Perturbationen am Südfusse der Alpen einer speciellen Untersuchung anheimgestellt werden, und eben so wie die Beobachtungen an den Steilküsten Norwegens (oder West-Amerikas) mit Punkten der flachen Küsten Mitteleuropas verbunden werden, um den Einfluss der Lage des Continents gegen das Meer in verschiedenen Breiten gegen das mehr continentale Europa zu ermitteln. Wir abstrahiren nach richtigem Princip in dem allgemeinen Gesetz der Wärmevertheilung von allen localen Einflüssen, aber wir dürfen bei so grossen Gebieten der Erdoberfläche doch nicht von Localverhältnissen im eigentlichen Sinne reden. Um hier nun die erforderliche Reduction festzustellen, scheint mir der einzige Weg zu sein, dass man die Temperatur-Abnahme an einzelnen Bergen oder an Gebirgsketten hier empirisch untersuche; dadurch wird man, wie v. Humboldt in seinem Mémoire sur les lignes isothermes bereits gezeigt, die Einwir-

kung solcher Flächen ziemlich genau in Zahlenwerthen anzugeben in den Stand gesetzt. So lange solche Messungen für den grössern Theil des Innern der Continente noch fehlen, wird man für die niedrigeren Tiefebenen diese Reduction entweder nach den obigen Höhenangaben vornehmen müssen, oder bei der geringen Niveau-Verschiedenheit in vielen Tiefländern für diese Räume eine besondere Untersuchung vornehmen, wodurch man wenigstens die dem wahren Laufe nahe parallele Lage der Isothermen-Curven zu ermitteln im Stande ist. Die Reduction bei grösseren Höhen verabsäumen, wie z. B. für das Innere Afrikas geschieht, scheint uns jedenfalls naturwidrig.

Dies möge genügen, um die Vergleichbarkeit der für diese Untersuchung nothwendigen absoluten Werthe von Temperaturangaben in's rechte Licht zu setzen, was bei numerischen Werthen so häufig vernachlässigt wird. Alles berechtigt uns zu dem Schluss, dass von den meisten Orten die Bestimmungen aus längeren Beobachtungsreihen selbst nur bis auf 1 Viertelgrad, bei sehr wenigen bis auf 1 Zehntelgrad zuverlässig sind. Danach sind die bisher aufgestellten empirischen Formeln für die Temperatur-Vertheilung zu beurtheilen, ebenso auch die allgemeinen Resultate, welche wir früher gegeben, und denen wir nun noch einige der wichtigeren hinzufügen. Es würde uns zu weit führen, wollten wir die neuen Ergebnisse, welche Kämtz in den Vorlesungen über Meteor. p. 224—230 und Schouw in Italie t. I. für den Lauf dieser Curven erhalten, und wir verweisen desshalb auf diese Werke, indem wir nur auf bedeutendere Abweichungen aus unsrer Sammlung eingehen,*) aus welcher bei den meisten Orten, gegen die früheren Bestimmungen gehalten, eine geringere Mittelwärme hervorgeht.

Die Isothermen der heisseren Zone auf der nördlichen Hemisphäre. Brewster und Kämtz zeigten, dass diese Curven nicht den Breitenkreisen parallel laufen. Nach meiner Un-

*) Geringere übergehen wir hier, z. B. dass die Isotherme von 10° die Westspitze der Krym schneidet, wie wir es bereits 1836 angegeben (Forbes' Gesch. d. Met.), und jetzt noch mehr bestätigt gefunden. — Eine Berichtigung verdient die Angabe auf p. 23. dahin, dass im südlichen Europa überhaupt die Isothermen in der Mitte des mittelländischen Meeres einen convexen Scheitel haben. Schouw's Isothermen im Innern der alten Welt sind unrichtig.

ersuchung*) ist der Unterschied sogar noch weit beträchtlicher, als er früher angenommen wurde, und ich gebe desshalb den Lauf derselben für folgende Temperaturen nach meinen Bestimmungen hier näher an, als auf p. 23.

Isotherme von 20° C. Von der Westküste Afrika's, die sie im Parallel der Insel Lancerote schneidet, hebt sie sich nach N., geht wenig südlich von Algier fort, läuft dicht beim Cap Bon und C. Passaro (Sicilien) fort, senkt sich nun mit der Küste, bleibt im S. von Candia, geht mitten zwischen Cypern und der Nilmündung durch das levantische Meer, zwischen Damaskus und Jerusalem fort, nach N. steigend bei Teheran vorüber über das Plateau von Iran, sich langsam senkend, bis sie im Parallel der Likeio-Inseln die Ostküste Asiens trifft. Die Halbinsel Californien schneidet sie im mittleren Theil, läuft fast parallel den Breitenkreisen etwas nördlich von der Nordküste des mexikanischen Busens fort, steigt zur Mündung des Alatamaha-Flusses, bei Savannah, und zieht an den Bermudas-Inseln vorüber, dem Aequator sich nähernd an den Canaren vorbei zur Westküste Afrika's.

Isotherme von 25° C. Vom Cap Verd, südlich von der Mündung des Senegal, hebt sie sich schnell nach N., geht südlich von Fezzan, und erreicht bei Esne den Nil (nahe dem Wendekreise). Unter dem Einflusse der arabischen Wüste steigt sie noch weiter nach N., geht durch den persischen Busen bei Abuscheher und dann in südwestl. Richtung bei Delhi, etwas nördlich von Benares und bei Murshedabad vorüber, worauf sie sich in der hinterindischen Halbinsel nach S. senkt, um im Parallel von Manilla die Ostküste zu treffen. Dann hebt sie sich wahrscheinlich etwas gegen den Pol, erreicht aber nicht die Gruppe der Sandwich-Inseln und steigt dann von der Westküste Mexikos, wo keine Beobachtungen angestellt sind, etwas nördlich zur Ostküste. Sie geht dicht bei Vera Cruz und Havanna vorbei und senkt sich dann beträchtlich wieder gegen die Westküste der alten Welt.

Isotherme von 27°.5 C. Sie trifft vielleicht nirgend die Westspitze von Ober-Guinea, sondern scheint sich ebenfalls im Innern nach N. zu ziehen und südlich von Dongola und Mekka fortzulaufen, dann aber rückläufig durch das Innere von Afrika

*) Eine graphische Skizze s. im 2. Jahrgg. der Monatsber. der geogr. Ges. zu Berlin. 1840.

zu gehen, oder vielleicht sich zur südlichen Spitze Vorderindiens fortzusetzen, von wo sie, sich plötzlich nach N. hebend, an den Ghats entlang zieht, um hier wieder im Innern Dekans eine zurücklaufende Curve zu bilden, welche den bengalischen Busen bei Madras erreicht. Ob sie in Verbindung steht mit den Punkten des stillen Ozeans, welche in der Nähe des Aequators diese Temperatur zu erreichen scheinen, ist noch nicht zu entscheiden; wahrscheinlich bildet sie hier sich gabelnd *) zwei Linien im N. u. S. des Aequators, deren nördlicher Arm sich im stillen Ozean etwas nach N. hebt und die Westküste Amerika's beim Cap Corrientes erreicht. Von hier läuft sie, ganz ähnlich wie in Dekan, fast in der Richtung des Meridians nördlich **) und im stark gekrümmten Bogen durch den südlichen Theil des Antillen-Meeres, und schneidet dann an 2 Punkten nördlich (in höherer Breite, bei Cumana) und südlich (nahe am Aequator) die Ostküste von Süd-Amerika, so dass sie hier eine durch das Innere rücklaufende oder ganz unterbrochene Curve bildet.

So verwickelt diese Verhältnisse auch erscheinen, so scheint doch dieser Lauf der Isothermen mit eben so grosser Bestimmtheit darauf hinzudeuten, als die Inflexionen im N. auf das Vorhandensein von 2 Kältepolen, dass im Innern des tropischen Theils der Conti-

*) Diese Bifurcationen in der heissen Zone sind, was gewiss sehr merkwürdig ist, auch, jedoch als locale Anomalieen, in der gemässigten Zone zu finden. So gabelt sich die Isotherme von 10° wahrscheinlich am Canal la Manche und dessen Fortsetzung in die Nordsee, so dass der eine Arm an der nördl. Küste der Niederlande, der andere etwa westsüdwestlich in's Innere des Continents fortläuft. Es giebt also auch hier grössere Flächen, auf denen, im Widerspruch mit dem Gesetz der Temperaturabnahme mit zunehmender Breite (ausser nahe den Kältepolen oder im Innern der tropischen Länder a. o.), keine merkliche Temperatur-Differenz oder wohl gar eine Temperaturzunahme aus den Beobachtungen hervorgeht, ähnlich den Erscheinungen nahe dem Aequator, wodurch die Untersuchung über die Isothermen zu einer weit complicirteren, als die Theorie bisher angenommen, wird. Man wird dort auf Kenntniss der Wärme ganzer Gebiete und nicht mehr weniger isolirter Punkte ausgehen müssen.

**) Küsten-Gebirge, wie die Ghats und Andes, erzeugen hier einen höchst auffallenden Temperatur-Unterschied zwischen Orten am Meeresspiegel und im Innern, zum Theil wegen ihres Einflusses auf die Winde (vgl. p. 24.), die Bewölkung und die Regenmenge. Es ist somit nicht allein die Einwirkung des Plateaus oder ausgedehnter Ebenen, welches dies Verhältniss erklärt, wie p. 23 ausgesprochen wurde.

sente die Isothermen in sich abgeschlossene Curven bilden, welche mit den isobarometrischen Linien, wie sie Kämtz (1831 u. 1840) bestimmte, Aehnlichkeit haben, und merkwürdiger Weise, wenn auch nicht der geogr. Lage, so doch der Form nach, einige Analogie mit den Linien des tellurischen Magnetismus darbieten, wie sie aus den neuesten Untersuchungen von Sabine, Erman und Gauss bestimmt worden sind. Aber so wenig, als sich bis jetzt die Lage der Kältepole aus den vorhandenen Beobachtungen im Innern von Amerika und Asien feststellen lässt, so wenig reicht das Material aus, hier Näheres zu bestimmen. Eine grössere Sicherheit der Medien und eine grössere Anzahl von Orten ist dazu unbedingt erforderlich; bis dies eingetreten, halte ich obige Bestimmungen nur für die erste Basis und einen Anhaltpunkt für künftige Untersuchungen. Nur dies halte ich mich verpflichtet hinzuzufügen, dass ich bei allen diesen Ergebnissen nicht von hypothetischen Ansichten ausgegangen, sondern sie durch Rechnung und Construction aus den mitgetheilten Medien der Sammlung erhalten, von denen ich nur die zuverlässigeren kritisch ausgewählt. Die grosse, mich selbst überraschende Analogie in diesen Curven, deren Form von der Configuration der Continente völlig abhängig ist, scheint das Naturgemässe in hohem Grade zu verbürgen. Es giebt also im tropischen Afrika, Süd-Asien und Amerika drei isolirte, geschlossene Systeme von Isothermen-Curven, deren geringste Temperatur wahrscheinlich wenig grösser als 27½° ist.

Der sogenannte Wärme-Aequator. Bei einer Durchsicht der Beobachtungsjournale der Seefahrer, namentlich der Expeditionen um die Welt, welche ich in der wenig erfüllten Hoffnung vornahm, um für die als Ruhestationen häufig besuchten Inseln der heissen Zone*) so viel Material zu erhalten, um annä-

*) Wie sich an den Küsten und im Innern der Continente Unterschiede in dem täglichen Wärme-Gange, sowohl in der Zeit der Extreme als der Grösse der täglichen Variation zeigen, so liefern auch alle Beobachtungen der Seefahrer zahlreiche Beweise, dass jedesmal bei Annäherung an Inseln auf hohem Meere (und noch weit mehr an Continent-Küsten) Modificationen in dem an der Meeresluft auf dem Schiffe beobachteten Temperatur-Gange (namentlich eine grössere tägliche Variation) statt finden. Dies lässt vermuthen, dass solche isolirte Beobachtungspunkte nicht die einer gewissen Breite und Länge entsprechende Temperatur der Meeresluft selbst liefern, sondern analog dem über die Wirkung grösserer

hernd ihre mittlere Temperatur zu bestimmen, und so etwas mehr Zuverlässigkeit in die Lage der Isothermen auf dem Ozean zu bringen, ergab sich als ein ganz unerwartetes, aber fast überall auffallend hervortretendes Resultat, dass auf der Erde oder zunächst auf den beiden grossen Ozeanen der Aequator nicht allein nicht die wärmste Linie ist, was auch früher vermuthet wurde, sondern dass es hier zwei Linien grösster Luftwärme giebt, die eine nördlich vom Aequator, die andere südlich davon und näher der Linie. Es zeigte sich nämlich fast ohne Ausnahme in den Beobachtungsjournalen, deren ich eine sehr beträchtliche Anzahl benutzt, dass, zu welchen Stunden auch beobachtet sein mochte, die Seefahrer in der Nähe des Aequators *) gewöhnlich zweimal eine Linie grösster Wärme durchschnitten, oder in einigen Fällen, dass die Temperatur von einer wärmsten Linie nicht stätig abnahm. **) In den verschiedenen Meridianen, wo die Linie geschnitten wurde, zeigte sich dies doch deutlich auf dem atlantischen, wie auf dem stillen Ozean. Aus solchen vereinzelten Beobachtungen, deren Gewicht auf ihrer grossen Anzahl beruht, lässt sich die mittlere Lage dieser von den Monaten abhängigen Linien nicht genau bestimmen. Die Beobachtungen an den tropischen Küsten in der Gegend der Linie sind nicht

---

Länder (p. 149 u. a.) Gesagten eine Erhöhung oder Erniedrigung der mittleren Wärme derselben, je nach der geogr. Lage, hervorbringen. (Vgl. v. Humboldt Voy. t. II. p. 66.) Je kleiner die Inseln, desto mehr wird sich der Unterschied ausgleichen. Da jedoch Beobachtungen an einem Punkt auf dem Meere selbst nicht möglich sind, so habe ich diesen Umstand erwähnt, um auf solche mehr oder weniger von Local-Umständen bedingte Einwirkung auf die mittlere Wärme der Luft auf den grossen Meeresbekken aufmerksam zu machen, worauf sich doch die Isothermen-Zeichnung für diese stützen sollte. Die Wirkung von kalten oder warmen Strömen, welche sich bei den Galapagos-Inseln etc. so auffallend zeigt, und ähnliche Umstände (s. Monatsber. d. Berl. geogr. Ges. $18\frac{3}{4}\frac{8}{0}$. N. 11.) verdient noch mehr Beachtung.

*) Locale Ausnahmen in höheren Breiten gehören nicht hierher, z. B. die im asiatischen Archipel oder die durch Einfluss kalter oder warmer Meeresströme u. s. w. —

**) Lenz' Beobachtungen des Salzgehaltes des Meeres (Pogg. A. XX), liefern ebenfalls 2 Maxima desselben nördl. und südl. vom Aequator, zwischen denen in der Region der Calmen ein Minimum liegt. Die Journale von J. Davy, Marcet, Horner, Beechey u. A. stimmen damit im Allgemeinen überein. Die Maxima des Salzgehaltes scheinen jedoch näher den Wendekreisen als dem Aequator zu liegen.

ganz hinlänglich, da merkwürdiger Weise nirgends auf der Erde in dieser Gegend bedeutende Städte liegen. Für Südamerika scheinen mir jedoch Boussingault's schöne Beobachtungen und meine Berechnung der Medien (p. 120 bis 125) diesem Resultate eine grosse Sicherheit zu verleihen: die beiden Linien grösster Wärme im N. und S. der Gegend zwischen der Bai de Cupica und dem Golf von Guayaquil besitzen hiernach 27—27½° oder eine mindestens um 1—1½° höhere Temperatur, als die Gegend am Aequator selbst. An der Ostküste desselben Erdtheils nimmt die Temperatur ebenfalls von Maracaybo etc. nach Süden (SO.) ab, erreicht zu Paramaribo und Cayenne eine vielleicht über 2° geringere Grösse und nimmt südlich von der Amazonen-Mündung (San Luis do Maranhão) wieder zu.

Für die Küsten von Afrika scheint der Beweis noch nicht empirisch möglich. — Vorder- und Hinterindien, die Sunda-Inseln etc. (p. 23—54, 99, 130) liefern dagegen eine eben so schöne Bestätigung, als Südamerika. Von Madras südlich und noch mehr südöstlich bis zum Aequator sinkt die Wärme um mehr als einen Grad und nimmt von der südlichen Halbinsel Hinterindiens gegen Batavia und die Melville-Insel wieder merklich zu; mit der excessiven Erhöhung der Temperatur Vorderindiens steigt die kälteste Linie zwischen jenen beiden wärmsten dem Anschein nach noch weiter gegen N., als in den grossen tropischen Continenten. Diese wärmsten Linien haben offenbar in den verschiedenen Meridianen nicht einerlei Temperatur; ihre Maximum-Temperatur erreichen sie wahrscheinlich im Innern der grossen Continente, von dem uns fast alle directen Beobachtungen noch fehlen.

Wiewohl man die Zuverlässigkeit der hier zur Bestätigung benutzten Beobachtungen nicht zu hoch schätzen darf, indem theils die Correction auf wahres Medium nicht völlig genügend erscheint, theils auch die absolute und relative Veränderlichkeit der Jahresmittel der Temperatur für diesen Erdstrich noch nicht in Anschlag gebracht werden konnte, so halten wir doch die vollkommene Analogie in den gedachten Bestimmungen für einen indirecten Beweis der Richtigkeit unseres Resultats. Die Ursachen eines so anomal scheinenden und doch so allgemein auftretenden Gesetzes in der Wärmevertheilung sind ohne Zweifel: 1) Die beständigen, fast das ganze Jahr hindurch herrschenden Regen, welche in der Region der Calmen die Temperatur deprimiren, während in der angren-

zenden Region des beständigen Passats Regenfälle und als Folge Abkühlung der Luft selten eintreten; — 2) auf dem hohen Meere der Einfluss der Aequatorialströmung; diese hat, nach Rennell's Ermittelung aus einer grossen Anzahl von Beobachtungen, auf dem atlantischen Ozean eine geringere Temperatur, als das im N. und S. daran stossende Meer; dasselbe Verhältniss finde ich, jedoch geringere Unterschiede, auf dem stillen Ozean; — 3) aber wirken hierauf die Schnelligkeit der Declinations-Aenderung der Sonne, die verhältnissmässig geringe Aenderung der Sonnenhöhe dort, und die Zeitabstände des doppelten Zenithdurchganges dieses Gestirns mit ein, was auch den Wendekreisen eine so beträchtliche Wärme und der ganzen tropischen Zone eine mehr gleichmässige Temperatur verleiht.*) — Eine unmittelbare Folge dieses Phänomens ist eben sowohl, dass die Temperaturformeln für den Aequator eine zu hohe Temperatur liefern, als dass ein sogenannter thermischer Aequator gar nicht existirt, von dem man irrig angenommen, dass er durch die mittlere Lage der Windstillen bezeichnet würde. Wenn nun, der Analogie mit gewissen Isothermen der Tropen zufolge, die beiden Linien grösster mittlerer Wärme im Innern der Continente in sich zurücklaufende, geschlossene Curven bilden, so ist es wahrscheinlich, dass sie mit der Entfernung von den W.- und O.-Küsten die Meridiane in wachsender geogr. Breite schneiden, und dass daher die wärmsten Linien in verschiedenen horizontalen Abständen vom Meeresgestade nicht einer Isotherme angehören, sondern eigene Curven bilden, welche im Innern eine kältere und nicht die heisseste Gegend der Erde einschliessen. Sie vollständig graphisch darzustellen, ist zur Zeit noch nicht möglich, wiewohl Berghaus einen sogenannten Wärme-Aequator mit zahlreichen Inflexionen (Physik. Atlas, Liefr. 2.) vor Kurzem gefunden zu haben vermeinte.**) Es muss jedoch noch

*) Hr. v. Littrow scheint aus der Betrachtung der verschiedenen Declinationsänderung sogar zu dem wunderbaren Resultat zu kommen, dass die Temperatur der Wendekreise „in der That" beträchtlich höher ist, als die des Aequators.

**) Welchen Eindruck solche zum Theil ganz naturwidrige und hypothetische Constructionen nicht bloss auf das grössere Publicum machen, das die Grösse und Zahl der Abweichungen in solchen Linien als einen Maassstab für die Sicherheit und Genauigkeit der zu Grunde gelegten Beobachtungen zu nehmen pflegt, beweist u. a. die Recension dieser Darstellung im Münchner gelehrten Anzeig. 1839. (M. vgl. Kämtz' Vorles. Met. p. 223 u. 224.)

ganz dahingestellt bleiben, ob das Gesetz, was für das offene Meer und die tropischen Küsten gilt, auch auf das Innere der grossen Continente übertragen werden darf. Wir sind fast völlig unbekannt mit den Wind- und Regenverhältnissen in diesen Gebieten nahe dem Aequator, und jener Verallgemeinerung durch Induction mangelt daher eine recht sichere, erfahrungsmässige Basis.

Für einen Theil der heissen Zone wenigstens verlieren somit die analytischen Ausdrücke für das Gesetz der Wärmevertheilung, als einer einfachen Function der geogr. Breite, vollkommen ihre Anwendbarkeit, ebenso wie die aus ihnen abgeleiteten Grössen der Temperatur des Aequators irrig sind. Aber es gehören offenbar mehr und genauere Messungen dazu, als die von uns benutzten, um diese Vertheilung mathematisch durch den sphärischen Abstand von den wärmsten Linien darzustellen; eben so wie man in höheren Breiten, im Innern der Continente dieselbe zugleich als eine Function der Breite, Länge und Höhe der Beobachtungsorte oder des Abstandes von einem Kältepole und einer Linie grösster mittlerer Wärme anzusehen haben wird, sobald erst in diesen Gegenden die Zahl der Orte sich vermehrt, wie die Zuverlässigkeit und die Länge der Periode der Bestimmungen einen höheren Werth erlangt hat, um eine solche Rechnung wirklich mit sicheren Ergebnissen zu lohnen.

Die Isothermen auf der südlichen Hemisphäre. Wegen der zu grossen Breiten-Abstände der meisten Beobachtungsorte auf einander nahe liegenden Meridianen ist eine genaue Bestimmung der Knotenpunkte der Isothermen und Parallelkreise hier noch nicht möglich. Zu einer ersten Annäherung habe ich einen Versuch gewagt, welcher als allgemeines Resultat ergab, dass, analog dem Verhalten auf der nördlichen Hemisphäre, in dem heisseren Gürtel zwischen dem Aequator und 35—40 (Amerika) Grad s. Br. die Westküsten hier näher dem Aequator von den Isothermen geschnitten werden, als die Ostküsten, dass jene also auf gleicher Breite kälter, als die östlichen sind, was am Auffallendsten bei Südamerika, in Folge der kalten Humboldts-Strömung etc. hervortritt. Etwas südlicher dagegen laufen die Isothermen nahe parallel den Breitenkreisen oder ihre Abweichungen sind wenigstens so gering, dass sie aus den oben mitgetheilten Daten nicht näher ermittelt werden können. Während auf der nördlichen Hemisphäre ausgedehnte Ländergebiete in höheren Breiten durch die Kälte

der Winter bei heiterer Luft und grösserer Radiation der Wärme die mittlere Jahres-Temperatur deprimiren, wird auf der südlichen*) dasselbe durch die geringere Sommerwärme bei meist trübem Himmel und die dadurch, wie durch die Ausdehnung der Wasserflächen überhaupt geschwächte Insolation bewirkt.

Brewster folgert mit Bestimmheit aus den (uncorrigirten und sogar unvollständigen) Beobachtungen an 2 oder 3 Orten in Neuholland und Van-Diemens-Land, dass auch die südliche Hemisphäre zwei Kältepole besitze. Die Inseln auf dem stillen Ozean und die Orte an seinen Küsten, wie die an den Gestaden des südatlantischen Meeres lassen jedoch hierüber bis jetzt nicht ganz sicher entscheiden, wenn man nicht etwa die Grenze des Polareises oder des Treibeises mit zu Hülfe nehmen will, um einer solchen Ansicht mehr Wahrscheinlichkeit, als durch blosse Analogie mit dem grossentheils mit Ländermassen bedeckten Norden der andern Hemisphäre zu verleihen. Zwar zeigen allerdings die Ost- und Westküsten der Continente ähnliche Verschiedenheiten auf der südlichen Halbkugel; aber die grössere Nähe der Hauptmasse der Länder an den Aequator — (Afrikas u. Australiens Südenden liegen nahe in der Breite des nördlichsten Theils von Afrika) — macht hier die Analogie in den höheren Breiten ungewiss, oder wo das Continent von Amerika seine Südspitze viel weiter gegen den Pol ausstreckt, ist dasselbe so schmal, dass, wenn sich auch Unterschiede in den monatlichen Mitteln der Ost- und Westküste zeigen, wie King und Fitzroy angeben, die Feststellung der gewiss nicht beträchtlichen Differenz der Jahres-Temperatur beider Küsten doch längerer Beobachtungen bedarf; und dann, diese zugegeben, ist zu beachten, dass hier das Küsten-Gebirge West-Patagoniens mit den beständigen Niederschlägen, die es hervorruft, doch als eine mehr locale Einwirkung auf die Temperatur dieser Küste anzusehen ist, welche im Süden des Cap Horn sich völlig mit dem

*) Zu p. 28. Z. 12. v. o. ist hinzuzufügen: Eine mehr wissenschaftliche Stütze hat die Ansicht der geringeren Wärme der südl. Hemisphäre durch Kämtz' Untersuchungen über die Temp. des Ozeans (Meteor. II. 118) erhalten. Vgl. Moser im II. Bd. d. Repertor. p. 259 u. Monatsber. der Berl. geogr. Ges. 1839. p. 70. — Zu p. 27. Z. 8 v. o. s. m. hinzu (nach „erscheinen"): Somit treten abkühlende oder erwärmende Ursache oft auf dem grössten Theil der nördlichen Continentalmassen, vielleicht auf der ganzen Hemisphäre gleichzeitig auf.

Osten in's Gleichgewicht setzen kann. Stellen wir alle unsere Beobachtungen in den südlichsten Breiten der Continente dieser Hemisphäre zusammen; leisten wir, wozu uns das jetzt vorhandene Material noch zwingt, Verzicht auf die Berücksichtigung der Abweichung der mittleren Temperaturen einzelner Jahre von dem vieljährigen, wahren Medium, ferner auf die Reduction derselben aus den meist nicht ohne Unterbrechung angestellten Beobachtungen*), und endlich auf die Fehler der Instrumente und locale Einflüsse, die wir wegen der wenigen isolirten Punkte nicht, wie anderwärts, zu entdecken und zu vermeiden im Stande sind: so ergiebt sich, unter dieser Restriction, als wahrscheinliches, doch künftig noch näher zu prüfendes Resultat: Die Isothermen-Curven verhalten sich hier in höheren Breiten ähnlich denen unserer Hemisphäre, d. h. die Westküsten sind etwas wärmer, als die östlichen; ferner: die Inflexionen der Isothermen erscheinen in Patagonien grösser, als bei Neuholland und man könnte daraus auf einen grösseren Abstand des südamerikanischen Kältepols, als des neuholländischen vom Rotationspol der Erde schliessen, was durch die Entdeckungen von grösseren Inselmassen im antarktischen Ozean südlich von Feuerland und den auf der nördlichen Hemisphäre erkannten Einfluss ausgedehnterer Ländergebiete in hohen Breiten auf das Gesetz der Temperaturvertheilung noch mehr Wahrscheinlichkeit erlangt.

Ich würde diesen Gegenstand gar nicht berührt haben, weil er zu denjenigen Problemen gehört, deren vollständige Lösung man der Zukunft überlassen muss, wenn er nicht bereits vor längerer Zeit und noch neuerlich wieder zur Sprache gebracht und die Entscheidung mit solcher Sicherheit ausgesprochen worden wäre, dass eine Prüfung an dem mitgetheilten, vermehrten Material sich als Erforderniss aufdrang. Die Einwürfe, welche man dem Ergebniss dieser Untersuchung machen kann, sind oben angedeutet worden; sie haben ein solches Gewicht, dass man dies Problem wohl noch in's Gebiet der speculativen Forschung oder der „negativen Meteorologie“ verweisen darf.

---

*) Am Unzuverlässigsten sind solche Mittel, die man aus Observationen weniger Tage oder Wochen in diesen Breiten ableitet. Wir haben diese Methode nirgend angewendet, denn sie gehört einem frühern Standpunkt der Wissenschaft an.

Tabelle über die mittlere Jahreswärme, nach Temperatur-Zonen geordnet.

Die Breiten sind nördlich, soweit wo ein s. in der 2ten Spalte steht, die Längen (nach in Decimaltheilen eines Grades) vom Pariser Meridian gerechnet und die Höhen (H.) üb. dem Meere (üb. 100') in Toisen (t.) ausgedrückt. Die Col. Med. enthält die mittlere Wärme der Orte (in Centigraden), und die in der letzten Spalte (J.) enthaltene Zahl giebt die Zahl der Jahre an, welche dem Medium zu Grunde gelegt ist (v. und m. in dieser Rubrik bedeuten viele und mehrere Jahre). Einzelne Abweichungen in den Medien, z. B. in N.-Amerika, von den früher gegebenen rühren von der Reduction auf wahres Mittel etc. her; bei einigen Orten liessen sich jetzt erst publicirte Beobachtungen benutzen, was nicht dabei angegeben ist, weil eine Vergleichung der Zahl der Jahre in den Tabellen mit den hier zu Grunde gelegten davon Kunde giebt. Auch hat eine spätere Berechnung der monatlichen Mittel vieler Orte und die Ableitung des jährlichen daraus öfter Fehler in den Jahresmedien des Originals ergeben, welche dann ausgeschieden wurden. — Nirgends ist eine Reduction der Temp. auf den Meeresspiegel vorgenommen. In den Anmerk., die mit No. bezeichnet sind, finden sich diejenigen Punkte, deren Medium mit den resp. Orten am meisten übereinstimmt, aber minder sicher erscheint, worüber die Bemerkungen der Tabellen p. 29 fg. nähern Aufschluss geben. Nur von den kältesten und heissesten Gegenden der Erdoberfläche sind kürzere und zuweilen minder sichere Beobachtungsreihen aufgenommen, als vorläufige Bestimmungen. Man berücksichtige auch Z. 1—3 der Anm. zu p. 143.

Temperatur-Zone von —18°.7 bis 0° C.

Ort.	N. B. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.	Ort.	N. B. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.
Wioter-Hafen	74.8	113.1w.	—	— 18.7	1	Nov. Semlja .	73.9	52.5 ö.	—	— 7.3	1
Igloolik-I. . .	69.3	84.4 -	—	— 16.6	1	Godhevn [4]) .	69.2	55.7w.	—	— 5.8	?
Uetjuock . . .	70.9	136.1 ö.	—	— 16.4	2	Nain, Labr. .	57.2	64.3 -	—	— 3.6	3
P. Bowen . .	73.2	91.2w.	—	— 15.8	1	Ohuk [4]), - . .	57.3	65.3 -	—	— 3.2	2
Boothie Fel. .	70.0	94.2 -	—	— 15.7	2½	Enontekin . .	68.7	20.0 ö.	223	— 2.7	4
Winter I. . .	66.2	85.5 -	—	— 14.0	1	Tobolsk . . .	58.2	63.9 -	50	— 2.3	15
N. Kolymsk .	68.5	166.0 ö.	—	— 11.2	2	St. Bernhard [5])	45.8	4.8 -	1280	— 1.0	21
Jakuzk [1]) . .	62.0	126.8 -	60	— 9.7	m.	Jullansheab, . Grönl.	60.7	48.3w.	—	— 0.9	?
Nov.-Semlje .	70.6	55.4 -	—	— 9.5	1	S. Gotthard [7])	46.5	6.2 ö.	1100	— 0.8	10½
Upernawik, [2]) Grönl.	72.8	58.2w.	—	— 8.7	?	Haapakyla [8]).	66.4	21.5 -	?	— 0.5	30
Nov. Semlja .	73.0	51.5 ö.	—	— 8.4	1	Irkuzk	52.3	102.0 -	210	— 0.2	10
Ft. Franklin .	65.2	125.5w.	33	— 8.4	2	Eyafiord . . .	65.7	22.0w.	—	0.0	2
Grönld.See [3])	78.0	bei Spitzbg.	—	— 7.7	m.	Cumberld.-H.	54.0	104.6 -	125	0.0	1

1) Ft. Enterprise (N. Amer.) —9.9? 2) Omenak (Grönl.) —8.6. 3) 2/3 des Jahres durch Interpol., s. 6—12 J.; — 6.8 n. Scoresby's Berechn. 4) Ft. Reliance —5.9? 5) Godthaab — 3.3, Beresow — 3.0, Nertschinsk — 2.9. 6) Aetna in 1350 t. H. — 1.3? Fort Churchill, Hudsons-B. — 0.9? 7) Bugoslowsk — 0.6. 8) Alten (Kaafj., Norw.) — 0.4 (cor.)

Temperatur-Zone von 0°.1 bis 5°.0 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.
Schneekoppe [1])	50.7	13.4 ö.	827	0.2	?	Hernösand . .	62.6	15.5 ö.	—	2.3	28
Slutnast . . .	55.1	57.1 -	165	0.3	3	B. Quebek . .	46.8	73.6w.	50	3.1	8
Jekaterinburg	56.8	58.3 -	130	0.5	2	St. John's [4]).	47.6	55.0 -	22	3.5	5
Ulelborg . . .	65.0	23.1 -	—	0.7	6	Moekau [4]) . .	55.7	35.3 ö.	55?	3.9	16
Brockeo [2]). .	51.8	8.3 -	580	1.4	2	Petersburg [6])	59.9	28.0 -	—	4.0	15
Petropaulowsk	53.0	156.4 -	. .	1.9	2	Reikiavig [7]) .	64.1	21.3w.	—	4.1	14½
Umeå	63.8	17.9 -	—	2.1	23	Falun	60.6	13.4 ö.	62	4.4	9
Oesterraod [3])	63.2	12.4 -	160	2.2	6	Abo	60.4	19.9 -	—	4.6	17
Kasan	56.0	46.8 -	23?	2.2	12	Ft. Brady [8]).	46.6	87.3w.	93	4.8	3

1) Nordcap (Norweg.) 0.1? — 2) Barnaul (Russl.) 1.5, Wiesenbaude (Böhmen) 1.9. 3) Jamteland (Schwed.) 2.2. — 4) Bai C. Horn 3.6? — 5) Hulnk (Unalaschka) 3.9. 6) Chemonny, Ft. Mackinaw, Huron.-S. 4.0. — 7) Ob.-Wiesenthal (Sachsen) 4.1; Drontheim 4.3? — 8) Clenthal (Here) 4.9; Hanover (N.-Amer.) 5.0.

Temperatur-Zone von 5°.1 bis 7°.5 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.
Tombow . . .	52.8	39.1 ö.	32	5.1	12	Hohenfarth . .	48.6	12.0 ö.	285	6.7	11
Söadmör [1] .	62.5	4.0 -	—	5.3	19	Ft. Howard .	44.7	89.4w.	95	6.7	4
Upsala	59.9	13.3 -	—	5.3	83	Genkingen . .	48.4	6.8 ö.	400	6.8	7
Christiania . .	59.9	8.4 -	—	5.4	10	Wexiö	56.9	12.4 -	75	6.9	35
Mont Cenis .	45.2	4.6 -	1000	5.4	30	Dover	43.2	73.2w.	. .	6.9	6½
Eastport [2] . .	44.9	69.3w.	—	5.4	6	Concord [9] . .	43.2	73.8 -	. .	6.9	10
St. Peter [3] .	50.7	13.3 ö.	410	5.5	4½	Cherry Valley	42.8	77.4 -	210	6.9	9?
Dorpat	58.4	24.4 -	33	5.6	m.	N. Archangelsk	57.0	137.6 -	. .	7.0	4
U.-Canada . .	45.	? w.	. .	5.6	?	Brězina . . .	49.8	11.3 ö.	243	7.0	6
Stockholm . .	59.3	15.7 ö.	21	5.7	83	Fayetteville .	43.0	75.0w.	. . .	7.0	7
Frankenheim	50.5	7.8 -	370	5.7	7	Wilna [9] . . .	54.7	23.0 ö.	60	7.1	13
N.-Biotritz . .	49.0	12.8 -	320	5.8	8	Eger	50.1	10.0 -	220	7.1	8
Rehberg . . .	49.1	11.7 -	423	5.9	8	Thorshavn . .	62.0	9.1w.	—	7.2	3
Königsberg .	54.7	18.2 -	—	6.2	24	Freiberg [10] .	50.9	11.0 ö.	207	7.2	9
Saratow . . .	51.5	43.8 -	—	6.2	8	Oxford	42.4	78.0w.	152	7.2	8
Stift Tepl . .	50.0	10.5 -	328	6.2	11	Alford, Schottl.	57.2	. . . -	67	7.3	7
H. Peissenberg	47.8	8.7 -	593	6.2	20	Lund [11] . . .	55.7	10.8 ö.	—	7.3	30
St. Lawrence	44.7	77.3w.	62	6.2	9?	Gothe	50.9	8.4 -	138	7.3	8
Halifax	44.6	63.9 -	. .	6.2	4	Tabor	49.4	12.3 -	220	7.3	14
Carlstadt . . .	59.4	11.2 ö.	27	6.3	10	Ullensvang n.	60.3	4.7 -	}	7.4	30
Mitau	56.6	21.4 -	20	6.3	9	Malmanger . .	60.0	6.3 -	— }		
Braunsberg. .	54.3	17.6 -	—	6.3	7	Dunfermline .	56.1	5.8w.	—	7.4	20
Montreal [4]. .	45.5	75.9w.	. .	6.4	12	Ilmenau . . .	50.7	8.6 ö.	237	7.4	10
Pompey [5] . .	42.9	78.4 -	200	6.5	11	Tegernsee*) .	47.7	9.4 -	377	7.4	8
Hof	50.4	9.6 ö.	—	6.6	7	Utica [12] . . .	43.1	77.5w.	75	7.4	11?
Ft. Snelling [6]	44.9	94.5w.	123	6.6	3	Applegarth M.	55.2	3.5 -	28	7.5	13
Lead-Hills [7].	55.4	6.8 -	200	6.7	10	Warschau**).	52.2	18.7 ö.	70	7.5	26
Tilsit	55.1	19.5 ö.	. .	6.7	20	Schöndorf . .	51.9	9.0 -	170	7.5	10
Hohenelbe . .	50.6	13.2 -	235	6.7	15						

1) Fredericton (N. Amer.) 5.3. — 2) Brunswick (N. Am.) 5.4. — 3) Port Famine, Magell. Str. 5.5? — 4) Altenberg (Sachs.) 6.4. — 5) Mt. Louis (Frkr.) 6.5. — 6) Berlington (N. Am.) 6.6. — 7) Bergen (Norwg.) 6.7?, Rottweil (Würtemb.) 6.7. — 8) Fairfield o. Hamilton (N. Am.) 6.9. — 9) Thorshavn (Far-Oer. I.) s. ob., Lemberg, Ft. Crawford, Williamstown, Greenville (N. Am.) 7.1. — 10) Krumau (Böhmen) 7.2, Falklands-I. 7.2 (8.3)? — 11) Johnstown (N. Am.) 7.3. — 12) Union Ellesborough (N. Am.) 7.4.

*) Mit Corr. (unsicher): 6.6. — **) A. 13 J.: 7.3.

Temperatur-Zone von 7°.6 bis 10°.0 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. ° C.	J.
Danzig [1] . . .	54.3	16.3 ö.	—	7.6	30	Kinfauns C. .	56.4	5.6w.	23	8.1	27
				(7.7)	(92)	Stralsund. . .	54.3	10.8 ö.	—	8.1	11
Zittau	50.9	12.5 -	128	7.6	12	Breslau**) . .	51.6	14.7 -	70	8.1	18
Bayreuth . . .	49.9	9.3 -	175	7.6	19	Issy	47.7	7.7 -	363	8.1	4
Hartwick . . .	42.6	77.5w.	. .	7.6	11	Clunie M. . .	57.2	4.9w.	25	8.2	28
Poln. Wartenberg [2] . .	51.3	15.3 ö.	77	7.7	15	Kopanhagen .	55.7	10.2 ö.	—	8.2	52
Brězenitz . .	49.6	11.6 -	230	7.7	10	Wartburg . .	51.0	8.0 -	212	8.2	10
Tuttlingen . .	48.0	6.5 -	333	7.7	4	Arnstadt . . .	50.8	8.6 -	150	8.2	10
Koburg [3] . .	50.2	8.6 -	113	7.8	12	Rotenhaus [6]	50.5	11.1 -	195	8.2	10
Bern	46.9	5.1 -	280	7.8	20	Königgrätz .	50.2	13.5 -	117	8.2	9
Göteborg [4] .	57.7	9.6 -	—	7.9	46	Medfield . . .	42?	73?w.	. . .	8.2	12
Kielce	50.9	18.3 -	140	7.9	7	Inverness [7] .	57.5	6.5 -	—	8.3	13
Deutschbrod .	49.6	13.2 -	207	7.9	8	Aperade . . .	55.0	7.1 ö.	—	8.3	16
Kinderbook .	42.4	76.1w.	20	7.9	7?	Jesmond, Brit.	55?	? w.	33	8.3	7
Stromness, Orkneys-I.	58.9	3.3 -	. .	8.0	12	Kendal	54.3	3.6 -	22	8.3	21
						Alderley . . .	53.3	4.7 -	. .	8.3	10
Praestoe . . .	55.1	9.7 ö.	—	8.0	10	Fulde	50.6	7.4 ö.	138	8.3	11
Krakau	50.1	17.6 -	103	8.0	13	Kremsmünster	48.0	11.8 -	189	8.3	14
Landskron . .	49.9	14.3 -	170	8.0	14	C. Toward . .	55.8	7.3w.	18	8.4	7
Augsburg [5]*)	48.4	8.6 -	253	8.0	22	Carlisle . . .	54.9	3.3 -	—	8.4	24
						Giengen [8] . .	48.6	7.9 ö.	246	8.4	18

1) U.-Kubin (Ungr.) 7.6. — 2) Huntly Lodge (Brit.), Portsmouth und Cambridge (N. York) in N. Am. 7.7. — 3) Carlscrona 7.8. — 4) Gordon C. u. Corbeth (Brit.), Wartburg (N.-Deutschl.)?, Schenectady (N. Amer.) 7.9. — 5) Kitzbühel (Alpen) 8.0. — 6) Smetschna (Böhm.), Canandaigua (N. Amer.) 8.2. — 7) Thorn, Eisenach, Schüttenhofen (Böhm.), Middlebury (N. Amer.) 8.3. — 8) Ingolstadt 8.4.

*) D. Therm. in der Sonne in denselben Jahren: 10.9. — **) A. 30 J.: 7.9.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Edinburgh*)[9]	55.9	5.6w.	47	8.5	11
Swinemünde .	53.9	11.9 ö.	—	8.5	9(v)
Berlin**) . .	52.5	11.0 -	20	8.5	17 n.m
Dresden. . . .	51.0	11.4 -	62	8.5	11
Pilsen	49.7	11.3 -	147	8.5	9
Tübingen . . .	48.5	6.7 -	170	8.5	14
St. Gallen . .	47.4	7.0 -	215?	8.5	10
Providence . .	41.8	73.7w.	. .	8.5	7
Cuxhaven[10].	53.9	6.4 ö.	—	8.6	18
Regensburg .	49.1	9.8 -	172	8.6	59
Friedriehsbaf.	47.6	7.1 -	213	8.6	5
Annat G., Brit.[11]	56.4	. . w.	27	8.7	7
Glasgow . . .	55.9	6.6 -	—	8.7	v.
N. Malton . .	54.1	3.1 -	. .	8.7	8
Jena	50.9	9.3 ö.	80	8.7	13
Andechs . . .	48.0	8.9 -	360	8.7	8
Redbook . . .	42.0	76.3w.	. .	8.7	6
Aberdeen. . .	57.1	4.4 -	—	8.8	v.
Derby	53.0	3.8 -	27	8.8	40
Sagan[12] . .	51.6	13.0 ö.	63	8.8	7
Halle	51.5	9.6 -	57	8.8	m.
Marburg . . .	50.8	6.4 -	118	8.8	12
Zürich	47.4	6.2 -	220	8.8	7
Hamburg***)	53.5	7.6 -	—	8.9	19
Altona	53.5	7.6 -	20	8.9	(16)
Saaz[13] . . .	50.3	11.2 -	132	8.9	13
Freiburg,Schw	46.8	4.8 -	325	8.9	13
Andover . . .	42.6	73.4w.	30	8.9	11
Salem	42.5	73.2 -	—	8.9	43
Cambridge . .	42.4	73.5 -	—	8.9	32
Perth	56.4	5.7 -	. .	9.0	9
York	54.0	3.4 -	. .	9.0	25
Manchester . .	53.5	4.6 -	35	9.0	35
Erfurt[14] . .	51.0	8.7 ö.	107	9.0	17
Tetschen . . .	50.8	11.9 -	48	9.0	8½
Sigmaringen .	48.1	6.9 -	302	9.0	8
München . . .	48.0	9.2 -	270	9.0?	32
Innsbruck . .	47.3	9.4 -	270	9.0	51
St. Andrew's	56.3	5.1w.	—	9.1	8
Lancaster. . .	54.0	5.1 -	. .	9.1	13
Göttingen . .	51.5	7.6 ö.	69	9.1	v.
Allstedt[15] .	51.4	9.4 -	75	9.1	7
Wastheim . .	49.1	7.5 -	167	9.1	7
Df. Wangau.	48.8	6.9 -	140	9.1	13
Odessa	46.5	28.4 -	—	9.1	11
Onondaga . .	43.0	78.5w.	65	9.1	10?
Ithaka.	42.4	78.8 -	67	9.1	9?
Ob.-Canada. .	42.	. . -	. .	9.1	?
Lüneburg[16]	53.2	8.1 ö.	23	9.2?	12
Lyndon	52.5	2.4w.	85	9.2	28
Lansingburg .	42.8	76.0 -	—	9.2	11?
Albany	42.6	76.5 -	20	9.2	11
Salanflan[17]	52.1	6.4 ö.	50?	9.3	16
Bushey Heath	51.6	2.7w.	87	9.3	7
Elberfeld . . .	51.2	4.8 ö.	65	9.3	12
Schüttenitz .	50.6	11.8 -	113	9.3	8
Nicolaïeff . . .	47.0	29.6 -	—	9.3	14
Boston	42.3	73.4w.	. .	9.3	10
Rinteln[18] .	52.2	6.7 ö.	30	9.4	(16)
Oxford	51.8	3.6w.	. .	9.4	8
Epping	51.7	2.1 -	61	9.4	14
Leitmaritz . .	50.5	11.8 ö.	60	9.4	6
Charaon . . .	46.6	30.3 -	17	9.4	14
Genf****) . . .	46.2	3.8 -	203	9.4	43 49
Dublin	53.4	8.7w.	—	9.5	19
Münster[19] .	52.0	5.3 ö.	32	9.5	10½
Düsseldorf . .	51.2	4.4 -	25	9.5	9
Prag	50.1	12.1 -	98	9.5	15
Bei London[20]	51.5	2.5w.	25?	9.6	24
B. Dieppe . .	49.9	1.2 -	. .	9.6	5
Schönthal. . .	49.3	7.2 ö.	110	9.6	7
Stuttgart . . .	48.8	6.9 -	127	9.6	43
N. Bedford. .	41.6	73.3w.	. .	9.6	5
Council Bluffs	41.4	98.1 -	125	9.6	6
Boston	52.8	2.4 -	. .	9.7	8
Zwanenburg†)	52.3	2.0 ö.	—	9.7	64
Leyden	52.2	2.1 -	—	9.7	19
Cheltenham .	51.9	3.6w.	. .	9.7	13
Genf††)[21]	46.2	3.8 ö.	203	9.7	49
St. Jean de Maurienne .	45.3	4.1 -	280	9.7	12
Newburg . . .	41.5	76.3w.	23	9.7	9
J. Man[22] .	54.2	6.8 -	. .	9.8?	9
Frankfurt a. M.	50.1	6.3 ö.	60	9.8	32
Trier	49.8	4.3 -	80	9.8	20
Freyburg. . .	48.1	5.6 -	143	9.8	7
Basel	47.6	5.2 -	135	9.8	11
Amsterdam . .	52.4	2.6 -	—	9.9	14
Schiedam†††)	51.9	2.9 -	—	9.9	19
Strassburg . .	48.6	5.4 -	75	9.9	35
Sympheropol	45.0	31.8 -	135	9.9	13
Union Hall . .	40.7	76.3w.	. .	9.9	11?
Haarlem . . .	52.4	2.3 ö.	—	10.0	20
Würzburg . .	49.8	7.6 -	88	10.0	28
Heidelberg . .	49.4	6.4 -	52	10.0	16
Karlsruhe[23]	49.0	6.1 -	58	10.0	38

[9]) Kaswick (Brit.), Budweis (Böhm.), Rochester (N.-Am.) 8.5. — [10]) Auburn (N.Am.) 8.6. — [11]) Exeter 8.7. — [12]) Neu-Strelitz, Prenzlau, Zlonitz (Böhm.) 8.8. — [13]) Pless, Troppau (N.-Deutschl.) 8.9. — [14]) Perleberg, Fredonia u. Clinton (N.-Am.) 9.0. — [15]) Olmütz (Mähr.). Lawiston (N.-Am.) 9.1 — [16]) Minden 9.2. — [17]) Arnhem, Middelburg (Holld.) 9.3? — [18]) Flottbeck (N.-Deutschl.) 9.4? — [19]) Tangermünde, Chur, Lausanne, Montgomery (N.-Am.) 9.5. — [20]) Liverpool 9.6. — [21]) Kronstadt (Ungarn) 9.7. — [22]) Kingston (N.-Am.) 9.8. — [23]) Salzburg 10.0.

*) A. 18 J.: 8.6. — **) Vielj. Med. d. tägl. Extr. 9.0. — ***) Die Corr. nach der Var.-Grösse liefert nur 8.6. — ****) Mit Corr. wegen veränderten Nullpunkts des Therm. — †) Aus 27 J.: 9.5. — ††) Uncorr. Nullpunkt. — †††) A. 31 J.: 10.1.

Temperatur-Zone von 10°.1 bis 12°.5 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Maestricht . .	50.8	3.3 ö.	27	10.1	16
Wien*) . . .	48.2	14.0 -	85	10.1	24
Ft. George. .	46.3	125.3w.	. .	10.1	2
Rollu	46.4	4.0 ö.	190	10.1	10
Ft. Wolcott .	41.5	73.7w.	—	10.1	5
Chiswick, bei London	51.5	2.5 -	. .	10.2	8
Brüssel[1]) . .	50.8	2.0 ö.	30	10.2	6 (36)

[1]) Mühlhausen (Frankr.), Leeuwarden (Holl.), Arras (Frankr.) 10.2.

*) A. vielen J. soll das corr. (?) Med. 10.9 sein (?).

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
I. Wight . . .	50.7	3.6w.	—	10.3	10	F. Vancouver	45.6	122.6w.	—	11.0?	3
Franecker*) .	53.3	3.2 ö.	—	10.3	13	Marschlins 6).	46.9	7.6 ö.	280	11.1?	8
Dunkerque . .	51.0	0.0 -	—	10.3	7	Dutches. . . .	41.7	76.2w.	..	11.1	9
Manheim . . .	49.5	6.1 -	47	10.3	12	Penzance. . .	50.1	7.9 -	—	11.2	25
Metz	49.1	3.8 -	93	10.3	10	Hobarttown .	42 9s.	145.1 ö.	—	11.3	1
Ofen.	47.5	16.7 -	80	10.3	33	Germantown.	40.0	77.6w.	32	11.3	9
Lyme Regis .	50.7	5.3w.	—	10.4	13	New-York 7)	40.7	76.3 -	—	11.4	7
Montmoreney	49.0	0.0 -	72	10.4	33	Sewastapol 8)	44.6	31.2 ö.	25	11.5	15
Schorndorf. .	48.8	7.2 ö.	128	10.4	6	Turin 9) . . .	45.1	5.3 -	143	11.6	30
Haag 2)	52.1	2.0 -	—	10.5?	8	Marietta . . .	39.4	83.8w.	. . .	11.6	11
London, St. 3)	51.5	2.4w.	17	10.5	40	J. Jersey 10)	49.3	4.4 -	—	11.7	5
Newport . . .	41.5	73.7 -	—	10.5	5	La Rochelle***)	46.1	3.5 -	—	11.7	11
Demainvilliers 4)	48.2	1.0 ö.	85	10.7	30	Philadelphia .	39.9	77.3 -	—	11.9?	20
Erasmus Hall	40.6	76.3w.	..	10.7	14	Baltimore . .	39.3	79.0 -	..	11.9	8
Plymouth**) .	50.4	6.5w.	—	10.8	7	Darjiling 11).	27.0	86.1 ö.	1090	12.0	2
Paris	48.8	0.0	33	10.8	33	Cincinnati . . 12, 13)	39.1	86.8w.	80	12.2	9
Tolmezzo 5).	46.5	10.7 ö.	40	10.9	12	Padua 14, 15)	45.4	9.5 ö.	15	12.5	34
Goepoet. . . .	50.9	3.4w.	—	11.0	16	Pavia 16) . .	45.2	6.8 -	44	12.5	13

2) Dijon, Neufchatel (?), San Carlos (Chiloe) 10.5. — 3) Cork? (Irld.), Koblenz (?), Clermont 10.6. — 4) Besançon, Macon (Frkr.) 10.7. — 5) Bedford (Engl.) 10.9? — 6) Helston (Engl.), Lüttich, Hermannstadt 11.1. — 7) Troyes 11.4. — 8) Temeschwar (Ung.) 11.5. — 9) Crespano (Ital.) 11.6. — 10) Chambery 11.7. — 11) Chinon (Frkr.), Nikita (S. Russl.) 12.0. — 12) St. Malo 12.1. — 13) St. Beieux (Frkr.), Semlin 12.2. — 14) Rovigno 12.3. — 15) Poitiers, Czerna-Thal (Banat) 12.4. — 16) Woolworth (V. Diemensld.) 12.5.

*) Etwas zu hohes Med. — **) A. 11 J. 11.2 (corr.?) — ***) A. 7. J. corr.: 11.4.

Temperatur-Zone von 12°.6 bis 15.°0. C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Mailand 1) . .	45.5	6.9 ö.	75	12.7	77	Mafra 2) . . .	38.9	11.7w.	120	13.9?	4
Peking	39.9	114.1 -	50?	12.7?	6	Ootacamund 6)	11.4	74.5 ö.	1150	14.0	3
Toulouse . . .	43.6	0.9 -	78	12.9	8	Montpellier. .	43.6	1.5 -	17	14.1	14
St. Louis, Miss.	38.6	91.9w.	87	12.9	7	Camajore . . .	43.9	8.0 -	..	14.2	45
Triest 2, 3) . .	45.6	11.4 ö.	45	13.2	20	Avignon . . .	43.9	2.5 -	—	14.2	37
Bei Siena . .	43.3	9.0 -	170	13.4	5½	Marseille*) . .	43.3	3.0 -	23	14.2	21
Brescia	45.6	7.9 -	78	13.5	18	Madrid	40.3	6.0w.	340	14.2	2
Venedig 4) . .	45.4	10.9 -	—	13.7	19	Bologna. . . .	44.5	9.0 ö.	42	14.3	22
N. Harmony .	38.2	90.2w.	53	13.7	2½	Williamsbg. 7)	37.2	79.1w.	..	14.5	6
Verona	45.4	8.7 ö.	30	13.8	9	Cascina	43.7	8.2 ö.	. . .	14.6	8
Richmond . .	37.5	79.7w.	..	13.8	14	Pasto	1.2	79.7w.	1340	14.6	?
Bei Zacatecas	22.8	104.7 -	1340	13.8	2	Lucca 8, 9) . .	43.8	8.2 ö.	..	14.9	66
Bordeaux. . .	44.8	2.9 -	—	13.9?	10	S. Fé de Bogota	4.6	76.6w.	1350	15.0	1½

1) Nantes 12.6. — 2) Vienna (Frkr.), Chioggia u. Gorizia (Ital.) 13.1. — 3) Lyon, Oleron, Macquarie II. (V. Diem. Ld.), Landur (Ost-Ind.) 13.2. — 4) Dax, (Frkr.), Konstantinopel, Mussuree (Ost-Ind.) 13.7. — 5) Bordeaux (s.o.), Rhodez, Altamura (Ital.) 13.9. — 6) Tolnea, Talcahuano (Chile) 14.0. — 7) Valparaiso, Kön. Charlotte-Sund (N.-Seeld.) 14.5. — 8) Pisa 14.7? — 9) Ragusa 14.9.

*) A. 12 u. 18 J. 14.5.

Temperatur-Zone von 15°.1 bis 20°.0 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Lobooghat 1).	29.4	79.9 ö.	870	15.2	2	Genua	44.4	6.6 ö.	..	15.7?	?
Florenz 2) . .	43.8	8.9 -	34	15.3	12	Albany	35.0s.	115.5 -	..	16.1	1
Rom.	41.9	10.1 -	27	15.4	30	Bei Neapel . .	40.8	11.9 ö.	77	16.2	8
Athen 3) . . .	38.0	21.4 -	..	15.5	3	Ithaka.	38.4	19.4 -	..	16.3	4
Nizza.	43.7	4.9 -	—	15.6	23	Lissabon 4) . .	38.7	11.5w.	37	16.3	5
Toulon	43.1	3.6 -	—	15.6	11½	Mexico	19.4	101.4w.	1165	16.4	2
Quito	0.2s.	81.1w.	1495	15.6	2½	Cagliari 5, 6)	39.2	6.8 ö.	52	16.6	3½

1) Chapel Hill (N.-Am.), Santiago (S.-Am.) 15.3. — 2) Hawilbagh (Ost.-Ind.), Tlalpujahua (Mex., 1312 ⁶h.) 15.4, Charlottesville (N.-Am.) 15.4? — 3) Perpignan 15.5. — 4) Pamplona (S.-Am.) 16.5. — 5) Ajaccio, George T. (Cap) 16.6. — 6) Bastia, Coimbra, Neu-Seeland (in 34½° s. Br.): 16.7?

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Neapel, Stadt	40.8	11.9 -	38	16.9	0	Mahabuleshwur					
BuenosAyres[7]	34.6s.	60.7w.	..	16.9	1½	Popayan[14] .	18.0	71.2 -	700	18.6	m.
Nangasaki . .	32.7	127.5 ö.	—	16.9	1	Savannah[15]	2.4	79.0 -	910	18.6	?
Cordova de Tucumen	31.2s.	65.4w.	300	17.1	1	Funchal[16] .	32.1	83.4w.	..	18.8	4
Laguna, Ten.	28.5	18.6 -	270	17.1	8	Capstadt[17] .	32.6	19.2 -	—	19.0	8
Palermo[8, 9]	38.1	11.0 ö.	38	17.2	39	Stellenbosch .	33.9s.	16.0 ö.	—	19.1	10½
Kathmandu. .	27.7	85.3 -	720	17.3	2-3	[19]	34.0s.	16.5 -	...	19.1	3
Zu n. bei Peramatta[10]	33.8s.	148.9 -	—	18.0?	3½	Smithvilla . .					
Smyrna[11, 12]	38.4	24.8 -	..	18.2	1	Montevideo. .	34.0	80.4w.	..	19.3	5
Bei Natchez . .	31.6	93.7w.	30	18.3	13	N. Orleans . .	34.9s.	58.5 -	..	19.3	1
Cerigo[13] . .	36.2	20.7 ö.	..	18.5	6	Algier[19] . .	30.0	92.4 -	..	19.4	4
						Gibraltar . . .	36.8	0.7 ö.	17?	19.6	2
						[20, 21]	36.1	7.7w.	..	19.7?	10

[7]) Graaf Reynet (S.-Afr., 400 th.) 16.8. — [8]) Constantine 17.2. — [9]) Nangasaki 17.3? (s. o.) — [10]) Nicolosi (Sicil.), Charleston (N.-Am.) 18.0. — [11]) Gibraltar 18.1? (s. o.) — [12]) Messina 18.3. — [13]) York (N.-Holld.) 18.5. — [14]) Canea 18.6. — [15]) Aleppo 18.8. — [16]) A. 12 J. (4 ält.) 19.3. — [17]) Zwartland (Cap) 19.2. — [18]) Tulbagh (Cap) 19.3. — [19]) Deadwood (St. Hel.) 19.6. — [20]) Catania 19.7? Bermudas-I. 19.7. — [21]) Baton Rouge (N.-Am.) 20.0.

Temperatur-Zone von 20°.4 bis 25°.0 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.	Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Med. °C.	J.
Goudar . . .	12.6	35.2 ö.	1150	20.1?	½	Mozafferpur**)	26.1	83.1 ö.	..	23.1	3
Jesup Cent. .	31.5	96.1w.	23	20.2	3	RioJaneiro[10]	22.9s.	45.6w.	..	23.1	8
Tunis	36.8	7.8 ö.	—	20.3	3½	Honoruru . . .	21.3	160.3 -	..	23.7	2½
Cant. Clinch .	30.4	89.6w.	..	20.3	3	Bangalore[11]	13.0	75.3 ö.	455	23.7	7
Marmato[1]. .	5.4	77.7 -	730	20.4	2?	La Plata . . .	2.5	78.2w.	340	23.7	?
F. St. Philip[2]	29.5	91.7 -	—	20.7	2	B. Anserma N.	4.8	78.5 -	338	23.8	?
Fernandina[3]	30.6	84.9 -	—	21.1	2	Nasirabad[12]	26.3	72.1 ö.	230	24.5	4
Vega de Supia	5.6	78.6 -	628	21.5	2?	Key West[13]	24.6	84.2w.	—	24.7	7
St. Cruz, Ten.[4]	28.5	18.6 -	—	21.6	2	St. Louis . . .	16.0	18.9 -	—	24.7	5
Canton*) . . .	23.1	110.9 ö.	—	21.6	3	Port Louis . .	20.2s.	55.1 ö.	—	24.9	9
Caracas[5]) . .	10.5	69.4w.	435	22.0	1	Poonah, Dekan	17bis 18	71 bis 73.5 ö.	280	24.9	5
Cairo[6]). . . .	30.0	28.9 ö.	..	22.2	1-3	Plat.	19.5				
				22.4	8?	Goree[14] . .	14.7	19.8w.	..	24.9	5
Saharanpur. .	29.9	78.4 -	160	22.4	?	Hooda.	5.2	77.4 -	188	24.9	?
Lima	12.1s.	79.5w.	88	22.4?	2½	Abuscheher .	28.2	48.6 ö.	—	25.0	1
Macao[7]) . . .	22.2	114.2 ö.	—	22.5	6	Fattigurh. . .	27.4	77.2 -	93	25.0	2
Pampayeco . .	9.5s.	77.2w.	...	22.5	3/4	Havanna . . .	23.2	84.7 -	—	25.0	8
Kandy[8]) . .	7.3	78.5 ö.	263	22.7	5	St. Denis, I. de	20.9s.	53.2 -	22	25.0	2
Ambala[9]) . .	30.4	74.4 -	165?	22.8	3½	Bourb.					m?
Ubagoy, Cuba	23.0	84.7w.	48	23.0	4	Seringapatam[11]	12.7	74.3 -	377	25.0	2

[1]) Ft. cott (N.-Am.) 20.4. Perth (N.-Holld.) 20.4? — [2]) Mercara (Ost-Ind.) 20.8. — [3]) Las Palmas (Canar.) 21.5. — [4]) Ciudad d. l. Palmas (Tener.) 21.5? — [5]) C. Brooks (Florid.) 22.0. — [6]) St. Augustins u. F. King (Flor.) 22.3. — [7]) Government Hill (J. Pulo Penang) 22.5. — [8]) Gawbattee (Ost-Ind.) 22.7. — [9]) St. Helena 22.8. — [10]) Delhi 23.0, Bagdad(?), Gurackpore (Ost-Ind.) 23.2, Mhow (Ost-Ind.) 23.3. — [11]) Darwar (Ost Ind.), Stonsy H. (Jam.) 23.7. — [12]) Juanjuy (S.-Am.) 24.5? — [13]) Chaudernagor, Veracruz (s. u.) 24.6? — [14]) Bahia, Guanabacoa (Cuba) 24.8. — [12]) Neiva (S.-Am.) 25.0.

*) Aus 10 J. 1829—38 Beob. drr tägl. Extr. von Slade (in einer Veranduh) ergiebt sich sogar nur J.: 21.0. W. 12.7, S. 27.8; k. M. 11.4, w. M. 28.3. Canton Reg., Sill. J. v. 38 p. 267. Die 10-jähr. mon. Med. sind meist nur in ganzen Graden F. angegeben!

**) In der Sonne gleichzeitig 24.4.

Temperatur-Zone von —25°.2 bis 31.°5 C.

Ort.	N. Br. °	Lg. P. °	H. t.	Mod. ° C.	J.	Ort.	N. B. °	Lg. P. °	H. t.	Mod. ° C.	J.
Ghazipur [1]) .	25.6	83.2 ö.	63	25.2	..	Fl. Dundas, .	11.4s.	127.7ö.	—	27.0	1?
Pt. Antonio. .	18.3	78.7w.	—	25.3	2	Melv. I. [2])					
Benares [3]) . .	25.3	80.6 ö.	50	25.4	5	Calombo . . .	6.9	77.7w.	—	27.0	2
Vera Cruz [4]).	19.2	96.5w.	—	25.4	13	Trincconamala.	8.6	79.0 ö.	—	27.1	3
Raiatea	16.7s.	153.8 -	..	25.4	1½	RioBarbicei [10])	6.5	59.7w.	..	27.2	1
Matanzas . . .	23.0	84.0 -	18	25.5	3	F. Royal, [11])	14.6	63.4 -	..	27.2	m.
Guayaquil [5]).	2.2s.	82.3 -	—	25.6?	½	Martin.					
Calcutta . . .	22.6	86.0 ö.	—	25.7	12	St. Kitts I. .	12.	. . .	..	27.2	?
Bancoorah . .	23.3	84.9 -	33	26.0	4	Anjseakandy .	11.7	73.3 ö.	—	27.2?	11½
Tortola	18.5	67.0w.	133	26.0	3	Buitenzorg . .	6.8s.	104.5w.	115	27.2?	3½
Trevandrum .	8.5	74.7 ö.	31	26.0	?	Christianborg	5.4	2.2 -	—	27.2	5
Bombay	18.9	70.6 ö.	—	26.0	2	S. Luis do Ma-					
Jamaica [6])						raobão	2.2s.	46.6 -	—	27.2	2
Kiogstoo?	17.8	79.0w.	..	26.1	5	Nagpur [12]) .	21.1	76.8 ö.	—	27.3	3
Pulo Penang [7])	5.4	98.0 -	—	26.4	4	Guinea-Küste	5.5	2.0w.	—	27.4	1½
St. Barthélemy	17.9	65.3w.	..	26.5	1	Cumana	10.5	66.5 -	—	27.4	1
Kobbe.	14.2	25.8 -	250	26.5	2	Guadalonpe [13])	16.0	64.1 -	—	27.5	m.
Paramaribo [8])	5.7	57.7 -	—	26.5	2½	Madras [14]) . .	13.1	77.9 ö.	—	27.8	25
Singapore . .	1.3	101.5 ö.	—?	26.7	2	Karikal	10.9	77.4 ö.	..	27.9	25)
Am Commewy-						Kouka [15]) . .	13.2	12.2 -	180?	28.1	1½
ne [9])	5.6	55.0w.	..	26.7	2	Rio Hacha [16])	11.5	75.3w.	—	28.3	½
Brit. Guiana [8])	6.0	? -	—	26.9	?	Maracaybo . .	10.6	74.2 -	—	29.0	1
Up Park Camp,	18.0	79.2 -	33	27.0	?	Massaua **). .	15.6	37.1 ö.	—	31.5	2/3
Jamaica											

1) Antioquia (S.-Am.) 25.1. Chunar (Ost-Ind.) 25.2. — 2) Cawnpore (Ost-Ind.) 25.4. — 3) Ahmednuggur (Ost-Ind.), Roseau (W.-Ind.), Pernambuco 25.6. Manilla 25.6 (26.3)? Otaheiti 25.7? — 4) Mahé, Timor 26.1? — 5) Malacca 26.3. Barbadoes 26.4. Belize 26.4? — 6) Antigua, Esmeralda (S.-Am.) 26.5? Senegal 26.5.? — 7) Dominica, ao d. Guinea-Küste (3½a Br.): 26.6. Trinidad 26.7. — 8) Acapulco 26.8? Batavia 26.8 (27.8)? Puerto Rico, kälteste d. Wind- u. Leeward-Ins. 26.9, El Morro (S.-Am.) 26.9. — 9) Guahan (Austr.) 27.0? — 10) Kingstown (St. Vincent), Panama (?), Stabroek, Payta, Para (Bras.) 27.1. — 11) Freetown, Sierra-Leone-K., Mata-Steppe (S.-Am.) 27.2. — 12) St. Domingo, St. Thomas 27.3. — 13) S. Carlos (S.-Am.) 27.5. — 14) St. Croix (W.-Ind.) 27.7? Arcot (Ost-Ind.) 27.7. Wärmste der Wind- u. Leeward-Ins. 27.8. — 15) Ualan (Austr.) 28.0? La Guayra 28.1. — 16) Pondichery 28.6 (29.6)?

*) Vielleicht etwas zu hoch; s. p. 117. d. versch. Corr. — **) Wegen der Unbekanntschaft mit dem Gange der Temperatur in der jährlichen Periode an der Küste von Abyssinien unsicher. Die an einem vollständigen Beobachtungsjahre, Sept. 1831/2, fehlenden 4 Monate sind nach dem Wärme-Gange in Kobbe interpolirt. Mädler berechnet das Mittel zu 31.0. Rüppell's Reise in Abyssinien Th. II.

Anhang: Absolute Extreme der Temperatur.

Die absoluten Schwankungen um die mitgetheilten Temperaturen des Jahres, des Winters und Sommers, wie des kältesten und wärmsten Monats in verschiedenen Ländern zu kennen, ist ebensowohl für die Kenntniss des Klimas einer Erdgegend wichtig, als von Nutzen bei Betrachtung der geographischen Verbreitung der organischen Naturproducte. Wir geben deshalb als Anhang zu jenen Medien eine nach den Erdtheilen geordnete kleine Sammlung solcher Extreme, welche mehr und oft zuverlässigere Angaben, als die von Arago, Muncke u. A. mitgetheilten enthält, und worin ich die zuweilen beträchtlichen Fehler anderwärts durch fast ausschliessliche Benutzung der Original-Quellen oder längerer Beobachtungsreihen vermieden *). Aus mittleren Breiten habe ich verhältnissmässig weniger Punkte aufgenommen, weil hier wegen der grösseren Veränderlichkeit eine sehr lange Beobachtungszeit dazu gehört, die wahren abs. Extreme zu ermitteln. Der Einfluss der Localität, der Instrumente und Beobachtungsstunden veranlasst ausserdem bei solchen Zahlen wohl immer eine gewisse Unzuverlässigkeit. (Die geogr. Lage und Höhe s. meist in den früheren Tabellen, wo auch gewöhnlich der Name des Beobachters zu finden ist.)

*) Eine Tab. des Minima in den heissesten Gegenden der Erde ist von mir im Monatsber. d. Ges. f. Erdkunde zu Berl. 1840. 1. Jahrgg. p. 213 publicirt worden.

I. Absolute Minima der Temperatur. °C.

Luft: A. Europa. Palermo 0°.0. Nicolosi — 2.2. Lissabon — 2.7. Neapel — 3.9 (— 5.0, Tenore). Athen — 4.0. Penzance — 4.4? Rom — 5.9. Pisa — 6.3. Florenz — 8.5. Nizza — 9.6. Toulon — 10.0. Hyèrische Ins. — 11.9, de Beauregard. Avignon — 13.0. Padua — 15.6. La Rochelle, Mailand — 16.2. Turin — 17.8. Reikiavig, Isld. — 20.0. Bei London — 20.6, Howard; Stadt — 11.4, Royal Soc. Frankfurt a. M. — 21.5. Brüssel — 22.5. Kopenhagen, Cuxhafen — 22.7. H. Peiseuberg — 22.8. Maestricht — 22.9. Paris — 23.5. Drontheim — 23.7. Strassburg — 25.0. Genf — 25.3. Hamburg, Berlin, Bern, St. Gotthard — 30.0. St. Bernhard — 30.2. Regensburg — 30.5. Warschau, Innsbruck — 31.2. Upsala — 31.7. Stockholm — 32.5. Sagan — 32.6 Wilna — 34.7. Breslau — 35.0. Åbo — 36.0. Astrachan — 36.2. Woronesch — 37.5. Petersburg — 38.6. Tambow — 38.7. Kasan unter — 40.0 *). Moskau — 42.2. Wjätka — 42.5? Ober-Torneå — 50.0? Enontekis, 223 t h. — 50.0. Calix, Lappmk. — 55?

B. Asien. J. Pulo Penang 24.4? Singapore, Batavia (?) 21.7. Ceylon-Küste (6—8½° n.) 20.0. Madras 17.8. Pondichéry 13.0. Kandy 250 t h. 11.7. Calcutta 11.1. Seringapatam 275 t h. 8.9. Chandernagor 7.5. Benares 7.2. Ft. William b. Calcutta 4.7. Ootacamund 1150 t h. 3.9. Macao 3.3. Ambala 170 t ? h. 0.3. Canton — 2.2. Mussuri 1100 t h. — 2.8. Bagdad — 5.0. Peking — 15.6 (— 9.8, Fuss). Novaja Semlja (73¼° n. Westk.) — 32.5. Novaja Seml. (Felsenb., Ostk.) — 40.0. Bogoslowsk a. Ural **): das Quecksilber bleibt zuweilen Tage lang im Therm. im festen Zustande (v. Protassoff's MS.-Beob.) Kirgisen-Steppe (48° n. Br.) — 43.9, v. Tschichatscheff. Novaja Semlja (Matotschkin Sch., Westk.) — 46.9, Pachtussow u. Ziwolka. Nis'hne Tagilsk — 51.5, n. Demidoff. Nis'hne Kolymsk — 53.9. Jakuzk***) — 58.0.

C. Africa. St. Dénis, J. d. Bourb. 16.0. Sockatu 15.6. Gorée 15.3. P. Louis, J. d. Fr. 15.0. St. Louis, Seneg. 12.5. St. Helena 11.1. Funchal, Madeira 10.6. Kobbe 7.7 cor. Bornu 5.5 (u. unter 0°). Capstadt 5.0, n. Herschel (1.1? n. Kirwan). Cairo 4.4. Tunis 2.5. Algier — 2.5.

D. America. S. Luis do Maranhão 24.4. Curaçao 23.9. J. Barbadoes 22.2. Maracaybo 21.1? La Guayra 21.0. Cayenne 18.7. J. Guadeloupe 18.5. Jamaica 17.8. J. Martinique 17.1, Chanvaton. Paramaribo 16.1 (21.3 gewöhnl.) Vera Cruz, J. Trinidad 16.0. Lima 13.9. Rio Janeiro 11.4. Galapagos J. 11.1. Caracas 450 t h. 11.0. La Havana 7.5, v. Humb. (10.0, R. de la Sagra). Key West, Flor. 6.7. Quito 1490 t h. 6.0. Sta. Fé de Bogota, 1350 t h. 2.5. Ubagoy auf Cuba 0.0, Robledo. Buenos Ayres — 2.2. N. Orleans — 3.9. Falklands Ins. — 5.6, n. Fitzroy. Tallahassee (Flor., 30½° n.) — 15.6. Savannah — 16.1. Charleston — 16.7. Natchez — 17.8. Sitcha — 20.0. Williamsburg, Richmond — 21.1. Newhaven — 23.0. Cambridge — 24.4. Salem — 25.0. Cincinnati — 27.0. St. Louis, Miss. — 27.7. Marietta — 27.8. Dover — 33.3. Boston, Penetanguishene — 35.6. Ft. Brady — 36.1. Montreal — 37.2. Nain — 37.8. Winter J. — 38.6. Ft. Howard — 38.9. Montpellier (Verm., 44½° n.) — 39.5. Quebek unter — 40.0 †). Anson (Maine) — 40.9. Cumberland-House — 42.2. Grönland, Ort? — 42.5, Gieseke. Igloolik I., u. an d. Hudsons-Bai (Br.?) — 42.8, Mitchel. P. Bowen — 44.2. Melville J. — 48.3. Ft. Enterprise — 49.7. Felix Hafen — 50.8, Ross. Ft. Reliance — 56.7, Back.

E. Australien. Societäts-In. 23.2? Otaheiti 18.3 Ft. Dundas, Melv. J. 17.2. Honoruru 8.9. Sidney — 3.3.

---

*) Quecksilber gefriert in Jemteland, Umeå u. Röraas; ob auch zu Petersburg?

**) Das Gefrieren des Quecksilbers wurde ebenfalls in Jeniseisk u. Solikamsk von Gmelin, in Irkusk, Krasnojarsk von Pelloe u. A. beobachtet.

***) Hanoteau soll (nach Muncke, Gehler's Wört. Art. Temp.) in 55° n. Br. zwischen Krasnojarsk u. Nis'hne Udinsk — 62°.5 C. (?) beobachtet haben.

†) Quecksilber sah man auch gefrieren öfter zu Ft. York (Huds. B.), zu Ft. Albany 52½° n.) u. Hutchins u. zu Bangor in Maine 44.8° n., 71.1° w.

II. Absolute Maxima der Temperatur. °C.

Meerwasser: Atlantischer Ozean (3°.1 n. Br.) 29°.2, v. Kotzebue u. Holmfeldt. — Indischer Oz. (6°.1 n. Br. 102° ö. L. P.) 29.2, Meyen. — Grosser Ozean in 2°27′ n. Br. (ö. v. d. Galapagos-J.) 29.3, v. Humboldt; in 4°19′ n., 82°56′ w.; 7° n., 81° w. 29.7, U. Dirckinck v. Holmfeldt; — in 16° n., 113°36′ ö. 30.5, Meyen; — in 2°5′ n., 81°24′ w. 30.6, D. v. Holmfeldt; — in a) 5° s., 152° w. u. b) 19° n., 113° ö. P. 30.4, Beechey; da diese Temp. aber das Max. der täglichen Mittel von 4-stündl. Beob. ist, so darf man als abs. Max. 30¾ bis 31° ansehen. *)

Meerealuft: Atlant. Ozean 11°12′ n. 29.2, Wales. Südsee 8°55′ s. 30.0, v. Kotzebue. Grosser Oz. 20°10′ n. 30.3, Kotzebue. Moluckenmeer 10°42′ s. 30.6, D'Entrecasteaux. Südchines. M. in 17° n., 117° ö. P. 30.7, Meyen. Grosser Oz. in 4°.7 n., 83°.1 w. 31.0 (in 5°.9 n. 30.5), v. Holmfeldt; a) 5° s., 152° w., b) 19° n., 113° ö. u. c) 14° n., 102° w. P. 31.7, Beechey.

Boden: Sierra Leone-K. 59.0, Winterbottom. Granitsand bei den Cataracten des Orinoco 60.3, v. Humboldt. Bei Theben u. d. J. Philae 67.5, n. Nouet.

Luft im Schatten: A. Europa. Heela Cove, Spitzbg. (s. u. Am.) 12.8. St. Gotthard 19.4. St. Bernhard 19.7. Reikiavig, Isld. 20.5. Eyafiord Isld. 20.9. Hindoen, Norweg. 25.0, Schytte. Ob.-Torneå 25.0. Bergen, Enontekia 26.0. Drontheim 28.7. Penzance 28.9. Upsala 30.0? Haarlem 32.0? Edinburgh 32.2. Wilna 32.5? H. Peyssenberg 32.7. Kopenhagen 32.9 (33.4?). Cuxhafen 33.4. Petersburg 33.4 (34.4 bei Cotte), Euler. Franecker 34.0. Mailand 34.4. Åbo (n. Leche), Stockholm, Tilsit, Hamburg, Warschau (n. Mager) 35.0. Brüssel 35.0 (33.7?). Prag 35.4, Struadt. Lüneburg, bei London, Sevastapol 35.6. Kasan, Straasburg 36.0. Moskau, Heidelberg, Bern, Genf, Padua (n. Toaldo) 36.2. Karlsruhe, Mühlhausen (Frkr.) 36.6. Regensburg, Wien, Turin 36.9. Münster, Jena, Frankf. a. M., Innsbruck, Nicolaïeff 37.5. Rom 38.0. Avign. 38.1. La Rochelle 38.2. Paris 38.4. n. Arago. Tambow 38.7. Maestricht, Dresden, Lissabon (40?): 38.8. Würzburg 39.1. Berlin 39.3 (37.5). Stuttgart 39.4. Palermo 39.7 (41.7). Athen 40.6, n. Peytier.

B. Asien. Felsenb., Nov. Seml. 10.0. Matotschkin Sch., N. Seml. 13.7. Ebd. 74° Br.: 18.1. Nishne Kolymsk 22.5. Ootacamund 1150′h. 25.0. Mussuri 980′h. 25.6. Irkuzk 210′h. 27.5? Jakuzk 30.0. Singapore 31.7. J. Pulo Penang 32.2. Ceylon, Küste 32.8. Bogoslowsk a. Ural 33.0, Protassoff. Malabar-Küste (in 12° n. Br.) 33.9. Ambala (170′?h.) 34.4. Macao 34.6. Canton 35.6. Nangasaki 36.7. Calcutta 37.2. Tobolsk über 37.5. Beit el Fakih (14° n., Arab.) 38.3, Niebuhr. Madras 40.3, Goldingham. Chandernagor 40.6. A. Beema-Fl. (480′h., Dekan) 40.6, Sykes. Pondichéry 41.1 (44.7? Le Gentil). Goruckpore 42.2. Bei Akaba 42.5, Rüppell. Peking 43.1 (39.3 Fuss). Kisslar a. Terek 43.7, v. Steven. Im rothen Meere 44—45°, Tuckey. Benares 44.6 (d. Mittel des tägl. Max. in einem Mon. betrug noch 40.8, zu Mozafferpur sogar 42.6). Ebene v. Peschawer 45.0, Elphinstone. Bassora 45.3, Beauchamp. Seringapatam 375′h. 46.1. Bagdad 48.9. Bir el Barut (21⅓° n., Tehama, Arab.) 50.0, Tamisier. Mascate (46.1, Ruschenberger) im Juni 1821 über 50° (um Mitternacht noch 40.0). Abu-Arich (Arab.) 52.5, Tamisier.

C. Africa. Jamestown, St. Helena 27.8. Funchal, Mad. 29.4. Gran Canaria 31.7. J. de France 32.7. St. Louis, Sen. 35.0. Sierra Leone, St. Dénia a. J. de Bourb. 37.5. Algier 38.0, Bérard. Capstadt 38.6, Herschel (43.7? la Caille). Richard Tol 40.0. Bakel 40.3. Cairo 40.9, Nouet. Kouka 42.7. J. Philae 42.9, Nonet. Sockatu 43.3, Clapperton. Tunis

*) Livingston beobachtete im mexikan. Meerbusen, in 28.7° n., 91° w. P., 31°.4.

44.7. Nubien (15° n. Br.) 46.2, Russegger. Aine Dize (27° n. Br., U.-Aegypt.) 46.7, Browne. Ambukol (18° n., Dongola) 46.9, Rüppell. Esne 47.4, (55°) Burckhardt Chendi (16¾ n., Senn.) 48.3, Bruce. Bei Essuan 51.7; b. Suez 52.5, franz. Exped. b. Syene 54.0? Murzuk 56.2, Lyon u. Ritchie.

D. America. Bei Spitzbergen (79°.1 n. Br.) 8.9. Winter-J. 10.0. P. Bowen 10.6. Igloolik-J. 15.0. Melville-J. 15.6. Felix Hafen 21.1. Quito 1495'h. 22.0. Falklands-J. 26.7, n. Fitzroy. Ft. Franklin 26.7. Nain, Labr. 28.9, de la Trobe. J. Barbadoes 30.0. Grönland, Ort? 31.2, Gieseke. Demerary 31.7. Key West 32.2. Surinam 32.3. La Havana 32.3 (Robledo beob. zu Ubagoy 34.4). Tortola, Curaçao u. Cumana 32.8. Penetanguishene, St. Luis do Maranhão 33.3. J. Dominique 33.4. Trinidad 33.9. Natchez, Rio Janeiro, Paramaribo 34.4. Marietta, Martinique 35.0. Vera Cruz, Buenos Ayres 35.6. Ft. Chepewyan 36.1. J. Bartholomeus 36.4. Montreal, Boston, Williamsburg 36.7. Brunswick, Maine 36.9. Baton Rouge, Maracaybo 37.2. Dover 37.5. Ft. Howard 37.8. Salem 38.3. Charleston (32½° n.) 38.3. Aequator 38.4, v. Humboldt. Boston 38.9. J. Guadeloupe 39.3? Lachenaie (38.4, Le Gaux). Ober-Canada (42° n. Br.) 39.4. F. Columbus 40.0. Cincinnati 42.0. Council Bluffs 42.2, Gale. Thal v. Upar (Columb.) 42.2, Col. Hall.

E. Australien. Honoruru (Sandw.-J.) 31.1. Otaheiti 32.2. Ft. Dundas (Melv.-J.) 37.8. Sidney, Perth (Austr.) 41.1 (Sidney n. Nicholas 45.6?). Am Fl. Macquarie 53.9, Sturt.

W i n d.

1. Mittlere Richtung.

Gemässigte Zone. Die Annahme einer in allen Theilen der gemässigten Zone vorherrschenden westlichen mittleren Windesrichtung und zwar einer mehr südwestlichen in der nördlichen gemässigten Zone nnd einer nordwestlichen in der südlichen gründet sich ausser dem Zeugniss der Seeleute vorzugsweise auf die Berechnung der mittleren Windesrichtung europäischer Orte und der von Lovell bekannt gemachten Beobachtungen der Militairstationen der Vereinigten Staaten. Die geringe Anzahl der letztern liess eine Vervollständigung derselben wünschen, welche durch die Beobachtungen des Staates New-York nun gegeben ist. In der foldenden Tafel habe ich die meteorologischen Constanten dieses Staates zusammengestellt. Alle Maasse sind englisch. Der neben dem Ortsnamen stehende Exponent bezeichnet die Zahl der Jahre, aus welcher die mittlere Temperatur bestimmt ist. Die Berechnung der mittleren Windesrichtung ist von Coffin entlehnt aus dem 53sten Jahresbericht der Regents of the University of the State of New-York p. 232. Die den Windzeichen folgende St. überschriebene Columne bezeichnet die Stärke auf 100 als Einheit bezogen.

Meteorologische Constanten des Staates New-York 1826—1839.

	Breite	Länge	Höhe	Tmp.	Reg.	mittl. Windesr.	N	NO	O	SO	S	SW	W	NW	St.	Anz.
Albany [14])	42° 39′	73° 44′	130′	48.24	40.″35	S 63° 5′ W	1070	398	103	702	3010	776	1418	2019	30.	9496
Auburn [13])	42° 55′	76° 28′	650	47 11	31.15	S 74° 55′ W	769	243	107	617	1451	1017	749	1623	30.	6576
Bridgewater [4])	42° 55	75° 17	1286	42.66	43.35	S 59° 57′ W	88	37	116	117	775	438	431	418	32.5	7306
Buffalo [3])				46.19	27.27	S 42° 40′ W	33	193	123	137	107	567	152	150	32.	2920
Cambridge Washington [15])	43° 1′	73° 23		45 35	40.14	S 84° 41′ W	1783	191	50	139	1825	1316	990	1012	30.5	1462
Canajoharie [3])	42° 53′	74° 35′	284	45.77		N 84° 14′ W	8	1	182	292	40	72	401	464	27.	1460
Canandaigua [12])	42° 50′	77° 15′		46.01	37.14	S 62° 50′ W	253	120	121	241	1762	899	2340	838	34.	6576
Cayuga [5])	42° 43′	76° 37′		48.43	32.59	S 52° 49′ W	820	20	23	118	1610	119	420	522	26.	3652
Cherry Valley [11])	42° 48′	74° 47′	1335	42.28	41.48	S 73° 53′ W	287	442	330	206	948	1357	2145	861	46.	6876
Clinton [13])	41° 00	70° 19′	16	48.03	38.27	S 74° 47′ W	490	932	943	868	988	1309	836	1670	9.5	8036
Cortland [7])	42° 38′	76° 11	1096	43.78		S 68° 41′ W	24	20	0	257	1196	753	602	1542	50.	4384
Delavare [3])	42° 16′	74° 58′	1384	46.10	35.45	S 58° 59′ W	88	48	47	43	151	134	158	61	29.5	730
Dutchess [9])	41° 41′	73° 57′		52 02	41.22	S 12° 50′ W	824	636	104	1463	874	873	221	851	11.5	5846
Erasmus Hall [15])	40° 37′	73° 58′	40	51.19	43.81	N 75° 57′ W	554	1170	138	668	555	1963	721	2267	29.	8036
Farmers Hall [5])	41° 20′	74° 11	425	46.76	33 08	S 60° 33′ W	49	145	48	91	149	526	286	166	26.5	6576
Fairfield [10])	43° 5′	74° 55′	1185	43.57	32 80	N 55° 51′ W	84	85	1111	952	181	290	1190	2683	44.	1460
Fredonia [9])	42° 26′	79° 24′	643	47.47	36.38	S 64° 42′ W	521	373	202	393	902	1414	1494	545	40.5	5844
Franklin (Pratsbugh) [3])	44° 42′	73° 25′		42.26	29.85	S 76° 46′ W	69	32	6	11	167	121	197	127	47.5	730
Franklin (Malone) [1])				43.22	22.35											
Gaines [1])	43° 17′	78° 15′		46.50	37 55											
Gouverneur higshevl [9])	44° 25′	75° 35′	490	42.73	28.83	S 76° 24′ W	267	423	98	141	454	1405	847	747	61.5	4382
Granville [4])				44.63	27.78	S 88° 9′ W	1013	91	24	110	505	879	153	147	24.5	2922
Greenville [1])				48.05	35.53	N 34° 16′ W	15	65	26	238	17	39	45	285	8.	730
Hamilton [10])				44 30	37 56	S 79° 50′ W	398	141	37	225	984	1657	526	1878	47.5	5846
Hartwick [11])	42° 38′	75° 1′	1100	45.46	37.13	S 59° 20′ W	276	90	102	233	2060	588	1046	1447	43.	5842
Hudson [6])	42° 15′	73° 45′	150	48.09	39.32	S 79° 28′ W	1430	362	167	832	1571	203	451	828	3.	5844
Ithaca [8])	42° 27′	76° 30′	417	47 76	29.33	S 63° 27′ W	892	247	180	570	1501	286	393	1045	13.	5114
Johnstown [9])	43° 00	74° 23′		44.91	40.02	N 89° 18′ W	38	433	932	333	49	433	3239	389	40.5	5846

Kinderhook [10])	42°	18′	73°	40′	125	46.70	37.17	N	62°	18′	W	2807	114	119	214	2330	235	192	1142	14.	6574
Kingston [11])	41°	55′	74°	2′	188	49.39	38.00	N	69°	10′	W	388	1346	257	424	641	1311	685	1432	19.	6574
Lansinburgh [12])	42°	47′	73°	40′	30	48.50	35.99	S	79°	32′	W	1264	258	67	314	2345	672	1384	1574	34.	8078
Lewiston [8])	43°	9′	79°	10′	280	47.69	22.25	S	45°	38′	W	414	391	262	356	776	1897	637	381	39.5	5114
Lowille [1])	43°	47′	75°	33′	800	44.03	33 84	S	89°	31′	W	1033	174	107	768	1089	534	918	1210	23.5	5851
Middleburgy [11])	42°	49′	78°	10′	800	47.43	31.13	S	72°	31′	W	735	377	66	84	141	3542	776	853	56.	6574
Monroe [3])	43°	6′	77°	39′	600	45.84	27.30	S	44°	19′	W	144	67	84	70	376	378	192	151	38.	1462
Montgomery [13])	41°	32′	74°	0′		47 70	35.04	N	84°	25′	W	799	794	214	370	1052	1075	1670	1332	32.	7306
Mount Pleasant [9])	41°	9′	73°	47′		49.05	38.60	N	83°	18′	W	605	378	119	320	915	647	221	1177	20.5	4382
Newburgh [11])	41°	30′	74°	5′	150	48.99	37 18	S	61°	9′	W	467	1134	52	259	1000	1559	599	776	23.5	5846
North Salem [9])	41°	20′	74°	37′	170	48 25	38.62	N	62°	47′	W	259	762	300	567	245	911	611	1457	23.	5112
Ordensburg [1])	44°	43′				43.49	24.61	S	58°	34′	W									29.5	
Oneida Conferenz [10])	42°	37′	75°	46′	1250	43.64	37.19	S	87°	52′	W	170	113	104	268	933	1125	923	2306	50.	5842
Oneida Institut [6])	43°	7′	75°	14′		44.16	26.87	S	89°	33′	W	180	54	831	153	257	246	1488	443	27.5	3652
Oysterbay [3])	40°	50′	73°	49′		50.81	42 29	S	83°	27′	W	42	316	35	157	107	378	78	347	38.	6538
Onondaga [11])	42°	59′	76°	6′		47.81	31.37	S	67°	8′	W	393	193	187	467	1824	464	1618	1392	45.5	6574
Oxford [10])	42°	28′	75°	32′	961	44.78	34 61	S	88°	38′	W	851	383	110	96	968	1341	1707	1118	15.	1460
Palmyra [1])	43°	5′	77°	16′	450	45 32	25 55	S	69°	7′	W	44	54	19	145	38	163	118	149	36.	730
Pompey [13])	42°	56′	76°	5′	1300	47.63	29.33	S	64°	17′	W	124	103	51	739	1247	2270	1710	1807	54.	8051
Redhook [9])	42°	2′	73°	56′		47.63	37.10	S	82°	13′	W	1830	516	368	536	1966	180	171	277	10.5	3844
Rensselaer Oswego [3])	43°	27′	76°	14′	334	44 29	34.82	S	57°	24′	W	120	72	31	242	231	266	224	274	38.5	1460
Rochester [8])	43°	8′	77°	51′	506	46 58	27.94	N	89°	32′	W	358	492	220	349	346	1087	1221	939	8.	5112
St. Lawrence [12])	44°	40′	75°	1′	394	43.24	27.89	S	66°	59′	W	521	972	56	194	1136	2389	617	1321	36.	7306
Schenectady [3])	42°	48′	73°	55′		46.24	39 33	N	73°	42′	W	84	93	41	196	223	65	228	532	29.	1462
Springville [3])	43°	30′				47.37	37 44	N	81°	4′	W	24	69	7	24	36	143	224	203	55.	730
Union [6])	43°	45′	76°	10′		45.38	27.31	S	64°	56′	W	388	507	125	239	923	814	819	553	28.5	4368
Union Hall [14])	40°	41′	73°	56′		49.54	39 72	N	70°	32′	W	505	1226	334	796	825	1737	583	2785	24.	8764
Utica [14])	43°	6′	75°	13′	173	45.33	39.14	S	61°	41′	W	8	55	1963	919	295	852	4491	170	33.5	8753
Washington [3])	43°	45′	73°	30′		46.39		S	62°	22′	W	163	155	4	19	188	679	91	162	23.	1463
Staat New-York												26151	16298	11470	19292	46514	47484	46542	51058		

Bestimmt man für die einzelne Jahrgänge für den ganzen Staat die mittlere Richtung und die Resultante in Hunderttheilen, so erhält man:

	Richtung			Result.
1826	S	68°	38′ W	30.
1827	S	86	15 W	31.5
1828	S	62	44 W	35.
1830	S	79	43 W	27.
1831	S	76	42 W	35.5
1832	S	69	33 W	29.
1833	S	74	50 W	29.
1834	S	80	12 W	28.
1835	S	72	53 W	33.5
1836	S	76	55 W	22.5
1837	S	85	2 W	29.
1838	S	85	26 W	33.
Mittel	S	76°	54′ W	30.

In einer besondern Schrift „über die nicht periodischen Aenderungen der Temperaturvertheilung auf der Oberfläche der Erde. Berlin 1840. 4.“ habe ich gezeigt, dass, wenn zu einer bestimmten Zeit in Europa eine für die Jahreszeit unverhältnissmässig hohe oder niedrige Temperatur sich zeigt, in Amerika in der Regel der Ausschlag in entgegengesetztem Sinne stattfindet, wonach wahrscheinlich wird, dass in kürzeren Zeitabschnitten die Windesrichtungen der beiden Continente unter derselben Breite nicht übereinstimmen. Nun wird nach den Berechnungen von Schouw, Schübler, Kämtz und mir in Europa die mittlere Windesrichtung vom Winter nach dem Sommer hin immer nördlicher. Diess ist in Amerika grade entgegengesetzt. Wenigstens finde ich nach Berechnung des einzigen mir zugänglichen längeren Beobachtungsjournals von Cambridge in Massaschusets, 1791—1812, Süd als Nullpunkt gerechnet und den Winkel nach West gezählt:

Winter 113° 41′
Frühling 50 26
Sommer 41 12
Herbst 118 19

Viele Naturforscher nehmen an, ohne Gründe für diese Behauptung anzuführen, dass auch in der gemässigten Zone in den höheren Gegenden der Atmosphäre die Luft in einer der untern Richtung entgegengesetzten ströme. Diess wird durch die Beobachtungen von Redfield in New-York nicht bestätigt. Er fand

nämlich 1833—1839 durch Vergleichung der Windfahne mit der Richtung der höchsten Wolken unter 1000 Richtungen

	oben	unten
N u. NO	53	216
O u. SO	24	127
S u. SW	565	382
W u. NW	358	275

die südwestliche Windesrichtung also noch entschiedener in der Höhe, wobei aber doch zu bemerken, dass, wenn bei vollkommen durchgedrungenem nördlichen Strome dieser bei heiterm Wetter durch die ganze Atmosphäre herrscht, alle Beobachtungen während desselben nur der Windfahne zu Gute kommen, nicht aber an den Wolken beobachtet werden können.

Heisse Zone. Dass der obere entgegengesetzte Strom in der Passatzone ebenfalls nicht so regelmässig sei als man annimmt, geht daraus hervor, dass bei dem Ausbruche des Cosiguina im Januar 1835 die Asche sowohl 800 englische Meilen östlich auf Jamaica niederfiel, als auch 700 Meilen westlich auf das Schiff Conway im stillen Ozean unter 7° N. B. und 105° W. L. (Silliman. Journ. vol. 33 no. 1.)

Kalte Zone. Bei der geringen Anzahl lange fortgesetzter Beobachtungsjournale aus der Nähe der kalten Zone ist das von der Dänischen Akademie bekannt gemachte Beobachtungsjournal von Reikiavig in Island unter 64° 9′ N. B. besonders wichtig. Nach Holmstedt's Berechnung der Beobachtungen von Thornstensen ist hier die mittlere Windesrichtung bei auffallend niedrigem Barometer das ganze Jahr hindurch NO, ausser im Mai, wo sie NW ist.

2. Drehung des Windes.

In Pogg. Ann. 36 p. 321 habe ich aus dem bei der Theorie der Passate von Hadley zuerst geltend gemachten Principe des Einflusses der Drehung der Erde auf Ströme, die nicht in Parallelkreisen laufen, eine allgemeine Windtheorie entwickelt, aus welcher das Drehungsgesetz als allgemeiner Fall, und als speciellere die Moussons und Passate folgen. In dieser Theorie sind statt eines Stroms mit unveränderlichem Anfangspunkte, wie ihn Hadley annimmt, zwei einander verdrängende mit veränderlichem Anfangspunkte betrachtet. Von dieser Theorie behauptet Dalton (Phil.

Mag. ser. 3. vol. 11. p. 390), dass er sie hereits im Jahr 1793 gegeben habe. Da aber in seinem Werke nicht einmal eine entfernte Andeutung des Drehungsgesetzes sich findet, sondern nur eine unausgeführte Darstellung der von Hadley bereits 1735 viel bestimmter entwickelten Passattheorie, so ist die Veranlassung zu Daltons Bemerknng nicht einzusehn, da hei den Windtheorien gar kein Grund vorhanden ist, Daltons Namen zu erwähnen. Ich finde aber, dass Kant in der 1802 erschienenen physikalischen Geographie sehr nahe an der richtigen Erklärung der Drehnng war, nur leitet er die Verwandlung des N in NO und O von dem unrichtigen Principe von Halley ah. Die gewöhnliche Art die regelmässige Drehung dadurch zu bezeichnen, dass man sagt: der Wind geht mit der Sonne (αἱ δὲ περιστάσεις γίνονται κατὰ τὴν τοῦ ἡλίου μεταστασιν, wie Aristoteles sich ausdrückt) verleitet ihn zu der falschen Vermuthnng, dass dieses Gesetz vom Laufe der Sonne herrühre (p. 283). Kants allgemeine Theorie verhält sich demnach znr Halleyschen Passattheorie, wie meine allgemeine Theorie zur Hadleyschen Passattheorie. Die Unabhängigkeit der Drehung des Windes von der täglichen Periode habe ich schon 1827 bewiesen. Daraus folgt indirect die Unrichtigkeit der Kantischen Erklärung.

Die Grundbestimmnngen der Theorie, deren weitere Ausführung in meinen „meteorologischen Untersuchungen" p. 175—196 nachzulesen, sind folgende:

Die Rotationsgeschwindigkeit der einzelnen Punkte der Oberfläche der Erde verhält sich wie die Halbmesser der Parallelkreise, unter welchen sie liegen, sie nimmt also zu von den Polen, wo sie Null ist, bis znm Aequator, wo sie am grössten ist. Im Zustande der Ruhe nimmt die Luft Theil an der Drehnngsgeschwindigkeit des Ortes, über welchem sie sich befindet. Wenn sie daher durch Temperaturdifferenz oder irgend eine andere Ursache ein Bestrehen erhält, in einem Parallelkreise zu fliessen, so wird die Drehnng der Erde durchaus keinen Einfluss auf sie äussern, weil die Punkte der Oberfläche, zu welchen die strömende Luft gelangt, genau dieselbe Drehungsgeschwindigkeit haben als die Punkte, welche sie verlassen hat. Wird aber Luft durch irgend eine Ursache von den Polen nach dem Aequator getrieben, so kommt sie von Orten, deren Rotationsgeschwindigkeit gering ist, nach Orten, an welchen sie grösser ist. Die Luft dreht sich also

dann mit einer geringeren Geschwindigkeit nach Osten, als die Orte, mit welchen sie in Berührung kommt, sie scheint daher nach entgegengesetzter Richtung, d. h. von Ost nach West zu fliessen. Die Ablenkung des Windes von der anfänglichen Richtung wird desto grösser sein, je mehr sich bei gleichbleibender fortrückender Bewegung die Drehungsgeschwindigkeit des Ausgangspunktes unterscheidet von der Drehungsgeschwindigkeit des Ortes an welchem der Wind beobachtet wird, d. h. je grösser der Unterschied der geographischen Breite beider Orte ist. Daraus folgt:

1) auf der nördlichen Halbkugel gehen Winde, welche als Nordwinde entstehen, bei dem allmäligen Fortrücken durch NO. immer mehr in O. über.

Denken wir uns nun Orte

$$A\ A_{,}\ A_{,,}\ A_{,,,}\ldots.$$
$$B\ B_{,}\ B_{,,}\ B_{,,,}\ldots.$$
$$C\ C_{,}\ C_{,,}\ C_{,,,}\ldots.$$
$$D\ D_{,}\ D_{,,}\ D_{,,,}\ldots.$$

so gelegen, dass von den unter demselben Meridian liegenden A, B, C, D der Ort A der nördlichste und D der südlichste ist, von den in den demselben Parallel A, $A_{,}$, $A_{,,}$, $A_{,,,}$ gelegenen A der westlichste, $A_{,,,}$ der östlichste, und die ganze zwischen $AA_{,,,}$ und $DD_{,,,}$ enthaltene Luftmasse durch irgend eine Ursache von Norden nach Süden in Bewegung versetzt, so wird, wenn die von $CC_{,,,}$ ausgegangene Luft noch ziemlich als Nord in dem Parallel $DD_{,,,}$ ankommt, die von $BB_{,,,}$ abgegangene schon als Nordost eintreffen, während die von $AA_{,,,}$ ankommende noch mehr als Ostwind erscheinen wird. Für einen in $DD_{,,,}$ befindlichen Beobachter wird also die Windfahne sich allmälig von Nord durch Nordost nach Ost gedreht haben.

2) auf der südlichen Halbkugel gehen Winde, welche als Südwinde entstehen, bei dem allmäligen Fortschreiten durch SO. immer mehr in Ostwinde über.

Bezeichnen daher

$$d\ d_{,}\ d_{,,}\ d_{,,,}\ldots.$$
$$c\ c_{,}\ c_{,,}\ c_{,,,}\ldots.$$
$$b\ b_{,}\ b_{,,}\ b_{,,,}\ldots.$$
$$a\ a_{,}\ a_{,,}\ a_{,,,}\ldots.$$

Orte, von denen die unter dem Parallelkreis $aa_{,,,}$ liegenden die südlichsten sind, die im Parallel $dd_{,,,}$ die nördlichsten, so wird

ein in $dd_{,,,}$ befindlicher Beobachter die Windfahne von Süd durch Südost allmälig in Ost übergehen sehen.

Ist auf der nördlichen oder südlichen Halbkugel auf diese Art ein östlicher Wind entstanden, so wird dieser die Parallelen $DD_{,,,}$ und $dd_{,,,}$ durchlaufen, ohne irgend von der Rotation der Erde modificirt zu werden.

Dauert die Ursache, welche die Luft nach dem Aequator trieb, fort, so wird der entstandene Ostwind hemmend auf den Strom wirken. Durch ein Hemmen der Strömung wird die Luft bald die Rotationsgeschwindigkeit des Ortes annehmen, über welchen sie sich befindet, sie wird zu demselben in einen Zustand relativer Ruhe treten. Bei fortdauernder Tendenz nach dem Aequator zu strömen werden also sich genau dieselben Erscheinungen wiederholen, welche wir eben betrachtet haben.

Wir wollen nun annehmen, dass, nachdem Polarströme eine Zeit lang geherrscht haben, Aequatorialströme eintreten.

In der nördlichen Halbkugel wird ein eintretender Südwind den mehr oder weniger östlich gewordenen Polarstrom durch eine Drehung im Sinne O. SO. S. verdrängen, in der südlichen der als Nordwind eintretende Aequatorialstrom den mehr oder minder östlich gewordenen Polarstrom aus O. durch NO. in Nord verwandeln.

In dem Parallel $DD_{,,,}$ der nördlichen Erdhälfte wird also die bisher beobachtete Veränderung im Ganzen sein:

N. NO. O. SO. S.

In dem Parallel $dd_{,,,}$ der südlichen Erdhälfte hingegen gerade die entgegengesetzte:

S. SO. O. NO. N.

Luft, welche von dem Aequator nach den Polen abfliesst, kommt von Orten mit grösserer Drehungsgeschwindigkeit nach Orte hin, welche sich langsamer nach Ost bewegen. Daraus folgt:

3) auf der nördlichen Erdhälfte geht ein südlicher Wind bei seinem Fortschreiten allmälig immer mehr durch SW. in West über;
4) auf der südlichen Erdhälfte geht ein nördlicher Wind bei seinem Fortschreiten allmälig immer mehr durch NW. in West über.

Bezeichnen

$D\ D_{,}\ D_{,,}\ D_{,,,}\ldots.$
$E\ E_{,}\ E_{,,}\ E_{,,,}\ldots.$
$F\ F_{,}\ F_{,,}\ F_{,,,}\ldots.$
$G\ G_{,}\ G_{,,}\ G_{,,,}\ldots.$

Orte der nördlichen Hemisphäre, von denen die im Parallelkreis $GG_{,,,}$ die südlichsten sind, so wird, wenn die ganze zwischen $DD_{,,,}$ und $GG_{,,,}$ befindliche Luftmasse sich von Süden nach Norden in Bewegung setzt, ein in $DD_{,,,}$ befindlicher Beobachter, wenn er die von $EE_{,,,}$ ankommende Luft noch ziemlich als Süd erhält, die von $FF_{,,,}$ eintreffende mehr als SW., die aus $GG_{,,,}$ mehr als West beobachten.

Bezeichnen eben so:

$g\ g_{,}\ g_{,,}\ g_{,,,}\ldots.$
$f\ f_{,}\ f_{,,}\ f_{,,,}\ldots.$
$e\ e_{,}\ e_{,,}\ e_{,,,}\ldots.$
$d\ d_{,}\ d_{,,}\ d_{,,,}\ldots.$

Orte der südlichen Halbkugel, und zwar $gg_{,,,}$ die nördlichsten, $dd_{,,,}$ die südlichsten, so wird, wenn die Luft zwischen beiden Parallelen sich nach dem Südpole in Bewegung setzt, ein in $dd_{,,,}$ befindlicher Beobachter, wenn er die Luft aus $cc_{,,,}$ noch als Nord erhielt, die aus $ff_{,,,}$ mehr als NW., die aus $gg_{,,,}$ mehr als West beobachten.

Ein West wird in beiden Hemisphären auf neue Aequatorialströme hemmend wirken und sie zu relativer Ruhe bestimmen. Bei fortdauernder Tendenz nach dem Pole hin wird also die Erscheinung sich immer wiederholen, bis neue Polarströme den West in der nördlichen Hemisphäre durch NW. in N., in den südlichen durch SW. in Süd verwandeln werden.

Dies giebt:

für die nördliche Halbkogel die Veränderung S. SW. W. NW. N.
für die südliche Halbkugel hingegen N. NW. W. SW. S.

Aus der Gesammtheit der betrachteten Erscheinungen folgt also

A) In der nördlichen Erdhälfte dreht sich der Wind, wenn Polarströme und Aequatorialströme mit einander abwechseln, im Mittel im Sinne S. W. N. O. S. durch die Windrose, und zwar springt er zwischen S. und W., und zwischen N. und O. häufiger zurück, als zwischen W. und N. und zwischen O. u. S.

B) In der südlichen Erdhälfte dreht sich der Wind, wenn Polarströme und Aequatorialströme mit einander abwechseln, im

Mittel, im Sinne S. O. N. W. S. durch die Windrose, und zwar springt er zwischen N. und W. und zwischen S. und O. häufiger zurück als zwischen W. und S. und zwischen O. und Nord.

Daraus folgt:

a) wo in der tropischen Zone nur Polarströme an der Oberfläche herrschen, giebt es gar keine vollständige Drehung, sondern eine der Entfernung des Beobachtungsortes von der äusseren Gränze des Stromes proportionale unveränderte Ablenkung, welche sich nur etwas modificirt durch die Veränderung jener Gränze in den Jahreszeiten. Diess sind die Passate;

b) wo in der tropischen Zone, durch die eigenthümliche Vertheilung des Festen und Flüssigen, im Jahr einmal ein südlicher Strom mit einem nördlichen abwechselt, giebt es nur eine Drehung im ganzen Jahr. Diess sind die Moussons;

c) in den gemässigten und wahrscheinlich auch in den kalten Zonen, wo Aequatorialströme fortwährend mit Polarströmen abwechseln, dreht sich der Wind im Mittel, und zwar öfters in einem bestimmten Sinne durch die Windrose, in der nördlichen Halbkugel aber gerade im entgegengesetzten Sinne als in der südlichen. Dies ist die Erscheinung, welche ich das Gesetz der Drehung genannt habe.

Man sieht also, dass die Windverhältnisse der Tropen der einfachste Fall des Drehungsgesetzes sind.

Die vorhergehende Erörterung ist durchaus unabhängig von der Art, wie wir uns die Entstehung der Bewegung der zwischen den betrachteten Parallelen enthaltenen Luftmasse denken, ob gleichzeitig in allen Punkten desselben Meridians, oder successiv durch Saugen oder Stossen. Es ist auch ganz gleichgültig, ob die entstehenden Ströme in Nord und Süd einander gegenüberliegen oder ob sie mehr oder minder untereinander und gegen den Meridian geneigt sind. Ich halte eben deswegen die Namen, nördlicher Strom und südlicher Strom, für die naturgemässen, um ihre Bezeichnung von den Veränderungen, welche die Jahreszeiten und Localursachen in ihrer Richtung hervorbringen können, unabhängig zu machen,

Die Belege für die gesetzmässige Drehung finden sich in folgenden Schriften.

A. In Beziehung auf die nördliche Halbkugel S. W. N. O. S.

Aristoteles Meteorologie II. 6. 18. Problema 26. 31. p. 943.
Theophrast de vent. §. 52. 59. p. 778.
Plinius historia natural. II. 48.
Bacon historia natur. de ventis.
Mariotte de la nature de l'air p. 160. (Frankreich).
Sturm Physica electiva sive hypothetica II. p. 1206. (Süd-Deutschland).
Toaldo la meteorologia applicata all' agricultura p. 62. (Italien.)
Poitevin Climat de Montpellier p. 65. (Montpellier.)
Romme Tableaux des vents I. p. 56, (Atlantischer Ozean.)
Kant physikalische Geographie. p. 282.
Lampadius systematischer Grundriss der Atmosphaerologie p. 189. (Freiberg.)
Dove über den Wind. Pogg. Ann. 11. p. 545. (Königsberg.)
Schouw Collectanea Meteorologica sub auspiciis societatis Danicae edita 1829. (Dänemark.)
Duden Reise nach den westlichen Staaten Amerikas. (Missuri.)
Hildreth Silliman's American. Journal p. 127. (Vereinigte Staaten.)
Schübler Meteorologie. p. 28.
Wrangel in v. Baer über das Klima v. Siteha p. 12. (Siteha.)
Eisenlohr Untersuchungen über den Einfluss des Windes auf die verschiedenen Meteore. 1837. 4. pag. 6—36. (Karlsruhe.)
Emsmann Windverhältnisse zu Berlin. 4. (Berlin.)

B. In Beziehung auf die südliche Halbkugel. S. O. N. W. S.

Don Ulloa Voyage to South America I. p. 8. ch. 3.
Forster Bemerkungen p. 111.
Le Gentil voyages dans les mers de l'Inde II. p. 701. (Indischer Ocean.)
Churruca Appendice a la Relacion del viage al Magallanes 1793. p. 15.
Wendt (briefliche Nachricht) Pogg. Ann. 36. p. 329. (Cap Horn.)
Dumont d'Urville (briefliche Nachricht.) Reise der Uranie und Coquille.
King and Fitzroy Narrative of the surveying voyages of Adventure and Beagle App. to. vol. II. Südküste von Chile.

Die directeste Methode der Prüfung in einem Beobachtungsjournal ist die Frage, wie oft die folgende Windesrichtung im Sinne der Drehung war oder im entgegengesetzten. Dabei ist aber der Fehler nicht zu vermeiden, dass alle mehr als 180 Grad betragenden Drehungen als dem Gesetz widersprechend angesehen werden. Es giebt demnach einen gewissen Abstand der Beobachtungsstunden, bei welchen jede solche Berechnung zu einer entschieden falschen Deutung des Resultats führen muss. Ueberschreitet nämlich der Abstand der Beobachtungsstunden die mittlere Dauer einer Drehung durch die halbe Windrose, so wird man ein scheinbares Zurückgehen als eigentliche Bestätigung des Drehungsgesetzes erhalten. Es muss daher einer solchen Berechnung die Untersuchung vorausgehn, wie lange überhaupt im Mittel eine ganze Drehung dauert. Nach meiner Erfahung kann man diess nur durch directe Beobachtung finden, oder dadurch, dass man die in kürzeren Zeiträumen enthaltenen Resultate mit den aus weit abstehenden Zeiträumen genommenen vergleicht. Diess ist für die indirecten Beweise des Drehungsgesetzes in Beziehung auf Barometer, Thermometer und Hygrometer geschehen, man vermisst aber diese wesentliche Untersuchung in allen Arbeiten, welche die directe Prüfung zum Gegenstand einer nicht auf eigne Beobachtungen gegründeten Untersuchung gemacht haben.

Eisenlohr findet in Karlsruhe nach 43jährigen Beobachtungen, dass je grösser die Aenderung der Richtung ist, desto entschiedener das Uebergewicht der regelmässigen Drehung über die unregelmässige. Um das Endresultat seiner Untersuchung in einem Ueberblick zusammenzufassen, habe ich aus allen nach einem bestimmten Winde beobachteten Richtungen die mittlere berechnet, ebenso aus allen vor ihm wahrgenommenen und die letztere von der erstern abgezogen. Plus bedeutet die regelmässige Drehung, Minus die entgegengesetzte.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr.
N	+ 5° 6′	+ 10°	+ 8° 40′	+ 7° 20′	+ 8° 5′
NO	+ 1° 24′	+ 2° 34′	+ 0° 27′	+ 2° 25′	—
O	+ 1° 15′	+ 4° 52′	+ 7° 1′	+ 2° 39′	+ 8° 3′
SO	+ 22° 53′	+ 13° 5′	— 16° 6′	+ 21° 21′	+ 12° 18′
S	+ 0° 19′	+ 2° 42′	+ 4° 42′	— 1° 4′	+ 1° 10′
SW	+ 0° 51′	+ 2° 4′	+ 0° 46′	+ 1° 5′	+ 1° 8′
W	+ 1° 24′	+ 1° 5′	— 0° 23′	+ 1° 26′	+ 0° 41′
NW	+ 11° 23′	+ 11° 12′	+ 7° 40′	+ 10° 45′	+ 9° 50′

Emsmann hat für Berlin in den Jahren 1831—1835 die Octanten summirt. Er findet vorgehende 347.2, entgegengesetzte 277.8, der Ueberschuss der erstern also 69.4, ausserdem im jährlichen Mittel vollständige Drehungen ohne Zurückspringen des Windes 11.2, rückwärtsgehende 3.

3. Einfluss der Winddrehung auf die Veränderungen das Barometers, Thermometers u. Hygrometers.

Die Berechnung der thermischen und barometrischen Windmittel ergiebt (p. 112), dass die Windrose zwei Pole des Druckes und der Wärme hat, d. h. dass es zwei einander nahe gegenüberliegende Punkte in derselben giebt, an deren einem es am kältesten ist und an welchem das Barometer am höchsten steht, an deren anderem es am wärmsten ist und an welchem das Barometer am tiefsten steht. Von dem Maximum des Drucks zum Minimum desselben, eben so vom Maximum der Wärme zum Minimum derselben, nehmen die barometrischen und thermischen Windmittel ununterbrochen ab. Der erste Punkt fällt in die Nähe von NO., der andere in die Nähe von SW. Geht man nun von SW, durch W. bis NO., so nehmen die mittleren Thermometerstände ab, während die mittleren Barometerstände wachsen; geht man weiter von NO. durch O. bis SW., so nehmen die mittleren Thermometerstände zu, während die barometrischen Mittel abnehmen. Was in den thermischen und barometrischen Windmitteln sich zeigt, muss auch in dem Uebergange derselben in einander, d. h. in den mittleren thermischen und barometrischen Veränderungen, hervortreten, und zwar sowohl unter der Voraussetzung einer veränderlichen als der einer gleichbleibenden Drehungsgeschwindigkeit. Da nun aber die Elasticität des Wasserdampfes in Beziehung auf ihre Vertheilung in der Windrose sich genau an die thermische Windrose, der Druck der trocknen Luft aber sich genau an die barometrische Windrose anschliesst, so folgt, dass sich die Veränderungen des Druckes der trocknen Luft und des Barometers grade umgekehrt verhalten, als die Veränderungen der Temperatur der Luft und der Elasticität des in ihr enthaltenen Wasserdampfes. Nimmt man nun als nothwendige Folge der früheren theoretischen Betrachtungen an, dass der NW. dieselbe Rolle auf der südlichen Halbkugel spielt, als der SW. auf der nördlichen, ein SO. dort, hier einem NO. entspricht, so folgt:

Mittlere Veränderungen der meteorologischen Instrumente.

Nördliche Halbkugel.

1) Das Barometer fällt bei O., SO. und Südwinden, geht bei SW. aus Fallen in Steigen über, steigt bei W., NW. und Nordwinden, und geht bei NO. aus Steigen in Fallen über. (Fig. 1)

2) Das Thermometer steigt bei O., SO. nnd Südwinden, geht bei SW. aus Steigen in Fallen über, fällt bei W., NW. und Norwinden, nnd geht bei NO. aus Fallenin Steigen über. (Fig. 2)

3) Die Elasticität des Wasserdampfes nimmt zu bei O., SO. und Südwinden, ihre Zunahme geht bei SW. in Abnahme über, sie nimmt ab bei W., NW. nnd Nordwinden, bei NO. geht ihre Abnahme in Znnahme über. (Fig.?)

4) Der Druck der trocknen Luft nimmt ab bei O., SO. nnd Südwinden, seine Abnahme geht bei SW. in Znnahme über, er nimmt zu bei W. NW. u. Nordwinden, bei NO. geht seine Zunahme in Abnahme über. (Fig. 1.)

Südliche Halbkugel.

1) Das Barometer fällt bei O., NO. und Nordwinden, geht bei NW. aus Fallen in Steigen über, steigt bei W., SW. u. Südwinden, und geht bei SO. aus Steigen in Fallen über. (Fig. 3)

2) Das Thermometer steigt bei O., NO. und Nordwinden, geht bei NW. aus Steigen in Falllen über, fällt bei W., SW. und Südwinden, nnd geht bei SO. aus Fallen in Steigen über. (Fig.4)

3) Die Elasticität des Wasserdampfes nimmt zu bei O., NO. und Nordwinden, ihre Znnahme geht bei NW. in Abnahme über, sie nimmt ab bei W., SW. nnd Südwinden, bei SO. geht ihre Abnahme in Zunahme über.(Fig4)

4) Der Druck der trocknen Luft nimmt ab bei O., NO, nnd Nordwinden, seine Abnahme geht bei NW. in Zunahme über, er nimmt zu bei W., SW. u. Südwinden, bei SO. geht seine Zunahme in Abnahme über. (Fig.3)

Das Gemeinsame beider Hemisphären besteht also darin, dass die Veränderungen der meteorologischen Instrumente bei Ostwinden in der nördlichen Halbkugel dieselben sind, als bei Ostwinden in der südlichen. Dasselbe gilt von den Westwinden. Der Unterschied beider Halbkugeln ist nur quantitativ bei NW., NO., SW. und SO.Winden, hingegen qnalitativ bei Nord- u. Südwinden, d. h. die Veränderungen der meteorologischen Instrumente sind im Mittel in der nördlichen Hemisphäre am grössten bei NO. und SW. Winden, am kleinsten (durch Compensation der entge-

gesetzten Bewegungen) bei NO· und SW. Winden; in der südlichen Hemisphäre bei NW. und SO. Winden (durch Compensation der entgegengesetzten Bewegungen) am kleinsten, hingegen am grössten bei NO. und SW. Winden. Die Veränderungen bei Nordwinden in der nördlichen Halbkugel sind aber, dem Zeichen nach, verschieden von den Veränderungen bei Nordwinden in der südlichen Halbkugel, unter gleichen klimatischen Bedingungen aber gleich in beiden. Steigt also auf der nördlichen Erdhälfte ein Instrument bei Nord, so fällt es bei Nord in der südlichen und umgekehrt. Dasselbe gilt von den Südwinden.

Die nachfolgenden Tafeln enthalten die Belege für diese Regeln, wie sie seit dem Jahre 1827 bekannt gemacht worden sind.

Die Veränderungen des Barometers sind für Danzig, Halle und Petersburg in Par. Linien, für Ordensburgh und London in englischen Zollen, für Paris in Millimetern ausgedrückt. Die Beobachtungen am Bord der Princess Louise auf der nördlichen Halbkugel sind in Pariser Linien, auf der südlichen in englischen Zollen angegeben. Das Thermometer ist in Paris und Halle Cent., in Ordensburgh Fahrenheit, der Druck der trocknen Luft und des Wasserdampfes in demselben Maasse als das Barometer angegeben.

Die Veränderungen des Barometers in Paris beziehen sich auf den Zeitraum von 12 Stunden, für das Thermometer auf 6 Stunden, die von Danzig auf 16, die von Ordensburgh auf 1 Stunde, die des Drucks der Luft und der Elasticität des Wasserdampfes in Halle auf 16 Stunden, die thermischen Aenderungen daselbst auf 13 Stunden, die Petersburger Beobachtungen auf 24 Stunden. Bei den Beobachtungen der Princess Louise ist der Abstand der Beobachtungen nicht beständig, häufig stündlich. Die Windesrichtung ist entweder eine Zwischenbeobachtung in dem Zeitraume, an dessen Anfang und Ende die Instrumente abgelesen wurden, oder die mittlere dieses Zeitraums. In Ordensburgh sind die Windesrichtungen und ihre Daner vermittelst einer registrirenden Windfahne bestimmt, und das am Ende des Zeitraums, während welchem das Instrument sich regristirte, erhaltene Steigen oder Fallen des Barometers dann unter die einzelnen Windesrichtungen proportional der Daner derselben vertheilt. Winde unter 15 Minuten Dauer wurden nicht berücksichtigt, aber 32

Striche unterscheiden, von denen ich SW. und SW. Z.W. u. s. w. unter SW. vereinigt habe.

Die Pariser und Londoner Beobachtungen sind von mir berechnet und entlehnt aus Pogg. Ann. 11. p. 345, 13. p. 305 und 16. p. 285, die Danziger von Galle berechnet (Pogg. Ann. 31. p. 465), die der Princess Louise auf einer Weltumseglung zwischen 0° und 60° Breite bei der Hemisphären von Galle berechnet (Pogg. Ann. 38. p. 476), die Hallenser vom Kaemtz (Vorlesungen über Meteorologie p. 127. 196. 332). Die Petersburger 1836—1838 von Kaemtz (briefliche Mittheilung), die von Ordensburgh im Staat New-York von Coffin (52 Repert. of the Reg. of the Univ. 1839 p. 233). Sie sind am Ende der gemeinsamen Uebersicht noch besonders beigefügt.

Barometer.

	Paris.		Danzig.	Ordensburg.
	5 Jahre.	10 Jahre.	15 Jahre.	1 Jahr.
SW.	+ 0.1200	— 0.2079	— 0.‴088	+ 0.″00155
WSW.	+ 0.0362	+ 0.0674	+ 0. 157	+ 0. 00422
W.	+ 1.0788	+ 0.9992	+ 0. 059	+ 0. 00582
WNW.	+ 1.1670	+ 1.3622	+ 0. 483	+ 0. 00977
NW.	+ 1.2153	+ 1.1573	+ 0. 491	+ 0. 01010
NNW.	+ 1.1060	+ 1.3714	+ 0. 663	+ 0. 00802
N.	+ 0.4746	+ 0.2941	+ 0. 375	+ 0. 00364
NNO.	— 0.1140	— 0.1633	+ 0. 076	— 0. 00120
NO.	— 0.1414	— 0.2329	+ 0. 311	— 0. 00508
ONO.	— 0.7890	— 1.1633	— 0. 097	— 0. 00743
O.	— 1.0911	— 1.2702	— 0. 078	— 0. 00614
OSO.	— 1.2909	— 1.3935	— 0. 022	— 0. 00454
SO.	— 1.2990	— 1.1704	— 0. 122	— 0. 00580
SSO.	— 0.6924	— 1.1575	— 0. 386	— 0. 00626
S.	— 1.0057	— 1.1350	— 0. 515	— 0. 00644
SSW.	— 1.1602	— 1.1306	— 0. 500	— 0. 00252

	London[a].	Halle[a].	Petersburg.
SW.	— 0.″023	— 0.‴04	— 0.‴603
W.	+ 0. 011	+ 0. 27	+ 0. 338
NW.	+ 0. 032	+ 0. 81	+ 0. 705
N.	+ 0. 049	+ 0. 36	+ 1. 098
NO.	+ 0. 018	+ 0. 08	+ 0. 901
O.	— 0. 012	— 0. 19	— 0. 231
SO.	— 0. 049	— 0. 51	— 0. 467
S.	— 0. 048	— 0. 38	— 0. 603

Thermometer.

	Paris[2].	Ordensburg[1].	Halle.
SW.	— 0.62	— 0.037	— 0.03
WSW.	— 0.78	— 0.050	
W.	— 0.76	— 0.066	— 0.62
WNW.	— 1.29	— 0.267	
NW.	— 0.13	— 0.314	— 0.59
NNW.	— 0.50	— 0.256	
N.	+ 0.05	— 0.181	— 0.13
NNW.	+ 0.22	— 0.104	
NO.	+ 0.61	+ 0.040	+ 0.44
ONO.	+ 0.93	+ 0.096	
O.	+ 0.79	+ 0.133	+ 0.51
OSO.	+ 2.36	+ 0.130	
SO.	+ 1.37	+ 0.143	+ 0.71
SSO.	+ 0.89	+ 0.150	
S.	— 0.36	+ 0.246	+ 0.54
SSW.	— 0.15	+ 0.114	

Elasticität des Dampfes.

	London[2].	Halle[2].
SW.	+ 0.‴002	+ 0.‴‴069
W.	— 0.	— 0. 062
NW.	— 0. 007	— 0. 234
N.	— 0. 014	— 0. 181
NO.	— 0. 005	— 0. 116
O.	— 0. 010	+ 0. 080
SO.	+ 0. 006	+ 0. 315
S.	0. 004	+ 0. 184

Druck der trocknen Luft.

	London.	Halle.
SW.	— 0.025	— 0.049
W.	+ 0.011	+ 0.332
NW.	+ 0.039	+ 1.044
N.	+ 0.063	+ 0.541
NO.	+ 0.023	+ 0.196
O.	— 0.002	— 0.270
SO.	— 0.055	— 0.825
S.	— .0050	— 0.564

Barometer.

Prinzess Louise.

	nördl. Halbk.	südl. Halbk.	südl. Halbk.
SW.	— 0.‴‴047	+ 0.‴012	+ 0.‴093
WSW.	+ 0. 031	+ 0. 006	+ 0. 048
W.	+ 0. 088	+ 0. 001	— 0. 014

	nördl. Halbk.	südl. Halbk.	südl. Halbk.
WNW.	+ 0.‴ 141	— 0.″004	— 0.″041
NW.	+ 0. 211	— 0. 011	— 0. 043
NNW.	+ 0. 210	— 0. 016	— 0. 042
N.	+ 0. 088	— 0. 015	— 0. 045
NNO.	— 0. 048	— 0. 019	— 0. 041
NO.	— 0. 095	— 0, 025	— 0. 021
ONO.	— 0. 097	— 0. 029	— 0. 013
O.	— 0. 084	— 0. 015	— 0. 001
OSO.	— 0. 071	— 0. 002	+ 0. 002
SO.	— 0. 066	+ 0. 010	+ 0. 009
SSO.	— 0. 082	+ 0. 020	+ 0. 025
S.	— 0. 122	+ 0. 023	+ 0. 052
SSW.	— 0. 117	+ 0. 021	+ 0. 079

Ordensburg.

Wind.	Dauer.			Thermometer.	Barometer.
NO. z. O.	16t	12st	30m	+ 0.094	— 0.00577
ONO.	13	4	38	+ 0.115	— 0.00765
O z. N.	4	21	30	+ 0.077	— 0.00721
O.	2	15	15	+ 0.103	— 0.00620
O z. S.	2	8	15	+ 0.162	— 0.00608
OSO.	2	15	45	+ 0.146	— 0.00510
SO z. O.	2	13	15	+ 0.114	— 0.00397
SO.	2	17	29	+ 0.140	— 0.00513
SO z. S.	4	3	8	+ 0.145	— 0 00647
SSO.	7	4	14	+ 0.138	— 0.00649
S z. O.	8	7	31	+ 0.161	— 0.00602
S.	20	4	0	+ 0 314	— 0.00742
S z. W.	21	4	45	+ 0.177	— 0.00546
SSW.	21	6	45	+ 0.162	— 0.00363
SW z. S.	22	16	30	+ 0.065	— 0.00141
SW.	29	12	15	— 0.018	+ 0.00060
SW z. W.	25	21	30	— 0.055	+ 0.00250
WSW.	16	23	45	— 0.018	+ 0.00274
W z. S.	13	6	0	— 0.081	+ 0.00569
W.	17	5	45	— 0.063	+ 0.00519
W z. N.	12	14	7	— 0.069	+ 0.00645
WNW.	8	19	8	— 0.252	+ 0.00911
NW z. W.	9	8	53	— 0.281	+ 0.01042
NW.	8	20	38	— 0.322	+ 0.01106
NW z. N.	9	15	37	— 0.306	+ 0.00914
NNW.	8	2	15	— 0.276	+ 0.00801
N z. W.	6	9	45	— 0.236	+ 0.00802
N.	7	5	15	— 0.197	+ 0.00333
N z. O.	5	22	15	— 0.163	+ 0.00394
NNO.	8	0	15	— 0.144	+ 0.00067
NO z. N	10	15	15	— 0.063	— 0 00173
NO.	15	1	52	— 0.015	— 0.00439

Stürme.

Am Weinachtsabend des Jahres 1821 sank nach einer schon längere Zeit anhaltenden stürmischen Witterung das Barometer in Enropa bei heftigen Stürmen zu einer so bedeutenden Tiefe, dass alle Meteorologen auf diese ungewöhnliche Erscheinung aufmerksam wurden. Brandes erliess daher eine Aufforderung, die zu jener Zeit angestellten Beobachtungen ihm zuzusenden, und legte die Ergebnisse seiner Vergleichung in seiner dissertatio physica de repentinis variationibus in pressione atmosphaerae observatis 1826 4. dar. Das Resultat seiner Untersuchung war, dass eine unbekannte Ursache verminderten Druckes über die Erdoberfläche fortschreite, und dass nach dieser Stelle hin die Luft von allen Seiten zuströme. Der entstehende Sturm sei daher seiner Form nach centripetal und entstanden durch das Bestreben der umgebenden Luftmasse, das an einer bestimmten Stelle gestörte Gleichgewicht wieder herzustellen.

Aus der Ansicht, die ich mir über die mittlern atmosphärischen Veränderungen gebildet hatte, dass diese nämlich ihre Entstehung dem Kampfe zweier über dem Beobachtungsorte einander abwechselnd verdrängenden Strömen zu verdanken haben, folgte nothwendig, dass die absoluten Extreme dieser Veränderungen durch das einseitige Vorwalten des einen dieser Ströme hervorgebracht werden müssen. Ein barometrisches Minimum musste daher eine Erscheinung des Südstromes sein, gleichzeitig an vielen Orten betrachtet daher der Südstrom selbst, local angesehen, ein Durchgang durch das Minimum der Windrose, oder beides zusammengefasst musste es ein in der Richtung des Südstromes selbst fortschreitender Wirbel sein.

Nach der Annahme, dass durch irgend eine Ursache an einer bestimmten Stelle der Druck der Luft ungewöhnlich vermindert werde und nun von allen Seiten ein Zuströmen stattfinde, um das gestörte Gleichgewicht wieder herzustellen, wird in einer Linie,

in welcher der Druck um gleichviel vermindert ist, zwischen den einzelnen Theilen Gleichgewicht stattfinden, und die Richtung des Windes im Allgemeinen senkrecht auf diese Linie sein. Nach der Ansicht hingegen, dass die Gesammterscheinung Folge einer wirbelnden Bewegung sei, wird die Richtung des Windes im Allgemeinen die dieser Linie selbst sein. Die zweite Annahme führt also auf eine Windesrichtung, welche senkrecht ist auf die aus der ersten folgenden. Um zwischen beiden zu entscheiden, unterwarf ich daher die von Brandes gesammelten Beobachtungen einer neuen Prüfung, und zeigte in einer im Jahre 1828 erschienenen Abhandlung über barometrische Minima (Pogg. Anm. 13 p. 596).

1. dass die Stelle des am meisten verminderten Druckes von Brest nach Cap Lindenaes in Norwegen fortschritt.
2. dass alle begleitende meteorologische Erscheinungen die eines heftigen SW. Sturmes sind,
3. dass an allen Orten auf der Südostseite des fortrückenden Minimum, also vorzugsweise in Frankreich, Italien, Deutschland, Dänemark und Russland die Windesrichtung vor dem Minimum OSO. und SW. wird,
4. dass während des Minimum sie SSW. oder SW, wird,
5. dass sie nach dem Minimum WSW. und W. oder NW. wird.

Diess in eine Anschauung zusammengefasst, giebt, wie Taf. I. Fig. 5 zeigt, einen Wirbel im Sinne S. O. N. W. Da die Beobachtungen an der NW. Seite des Sturmes fehlten, so habe ich in der der Abhandlung beigegebenen Zeichnung durch einen von NO. nach SW. gerichteten Pfeil diese Lücke hypothetisch als wahrscheinliche Richtung des Luftstromes in Amerika ergänzt.

Nach der Ansicht von Brandes würde die Drehung der Windfahne in demselben Sinne stattgefunden haben, der Anfangspunkt der Drehung aber ein andrer gewesen sein. In Frankreich hätte vor dem Minimum der Wind O. sein müssen statt SO. und S.; in Deutschland, NO. und O. statt SSO.; in Dänemark, Preussen und Russland NO., in England endlich N. statt O. Nach dem Minimum hätte in Deutschland der Wind S. sein müssen statt W. u. s. f., das Minimum selbst endlich hätte nicht sowohl bei SO. als vielmehr bei SSO. eintreten müssen.

Um den Zusammenhang zwischen der localen Drehung der Windfahne und der wirbelnden Bewegung des Sturmes klar hervortreten zu lassen, möge hier noch eine Darstellungsweise folgen,

welche von Redfield gewählt worden ist, der drei Jahre später durch eine genaue Untersuchung der Stürme an den Küsten Amerikas genau zu demselben Resultat gelangte, dass nämlich diese Stürme Wirbel im Sinne S. O. N. W. sind.

Geht Fig. 6 ein von SW. nach NO. fortschreitender Wirbel, welcher sich im Sinne S. O. N. W. dreht, grade mit seinem Centrum über den Beobachtungsort, so wird man an demselben, wenn er in A. sich befindet, den Sturm als SO. erhalten, in D. eine vollkommne Windstille wahrnehmen, in G. hingegen, den Sturm grade aus der entgegengesetzten Richtung NW. wehen sehn. Befindet sich hingegen der Ort auf der SO. Seite des fortrückenden Centrums nach einander an den Stellen a b c d e f g, so wird die Richtung der Windfahne sein: SSO. S. SSW. SW. WSW. W. WNW. d. h. eine Dehnung mit der Sonne, in der nordwestlichen Hälfte des Sturmes hingegen, an den Stellen $\alpha\ \beta\ \gamma\ \delta\ \varepsilon\ \eta\ \zeta$ OSO. O. ONO. NO. NNO. N. NNW., also eine Drehung im entgegengesetzten Sinne oder in der Sprache der Seeleute gegen die Sonne.

Ist hingegen der Sturm centripetal (Fig. 7), so wird in der Mitte desselben ein ähnliches, durch eine Windstille getrenntes Umsetzen stattfinden, aber von NO. nach SW., der auf der SO. Seite liegende Ort wird die Windesrichtungen ONO. O. OSO. SO. SSO. S. SW., der auf der Nordostseite liegende, die NNO. N. NNW. NW. WNW. W. WSW. erhalten, dort also ebenfalls eine Drehung mit der Sonne, hier gegen die Sonne, aber mit dem Unterschiede, dass Anfang und Ende der Drehung um volle neunzig Grade von der aus der ersten Ansicht folgenden absteht.

Die von Brandes aufgestellte Ansicht hat ebenfals in Amerika an Espy einen Vertheidiger gefunden, und in dem sich daraus entwickelnden Streite hat Redfield Veranlassung gefunden, die eben angedeuteten Unterschiede klar hervorzuheben. Der Grund des nach einem Centrum hin erfolgenden Zuströmens ist nach Espy die freiwerdende Wärme des zu einer Wolke sich condensirenden Wasserdampfes, wodurch die ihn enthaltende Luft sechsmal mehr ausgedehnt werde, als sie durch Condensation dieses Wasserdampfes an Volumen verliere. Diese Luft steige demnach mit einer Geschwindigkeit von 364 Fuss in der Secunde in die Höhe, äussere in der Höhe den Hagelwolken auf einen Quadratfuss Fläche einen Druck an 120 Pfd., fähig einen kubischen Eisblock von andert-

halb Fuss Seite in die Höhe zu führen, ja sogar einen Elephanten anfzuheben. Diese Schlussfolgen, welche Espy selbst unerwartet und ausserordentlich nennt, finden sich in einer 16 Seiten langen Schrift, welche den bescheidnen Titel führt: theory of rain, hail and snow, water spouts, land-spouts, variable winds and barometric fluctnations. Philadelphia 1836, und in einer 8 Seiten langen Fortsetzung derselben: examination of Hnttons, Redfields and Olmsted's theories. Die Veranlassung zu der Ansicht, dass Stürme centripetal seien, gab der Tornado am 19. Juni 1835 in Neu Braunschweig. Nach demselben untersuchte Bache und Espy in einem davon betroffenen Walde, die Richtung der umgebrochenen Baumstämme, und fanden alle mit ihren Spitzen nach einem Centrum hinweisend, die westwärts liegenden Stämme mit den Spitzen nach Ost, die nordwätrs nach Süd, die ostwärts nach West, die südwärts nach Nord gerichtet.*) Ein Augenzeuge, Lewis C. Beck, versichert dagegen, dass auch dieser Tornado ein entschiedner Wirbel sei.**)

Die von Redfield über den Gegenstand überhaupt erschienenen Schriften, sind folgende:

Remarks on the prevailing storms of the Atlantic coast of the North-American States. (Sillim. American. Journ. 1831. Avril).

On the Gales and Huricanes of the Western Atlantic. (ib. Vol. 31. No. 1.

On the Courses of Huricanes with Notices on the Tyfouns, of the China Sea and other Storms. (Vol. 35. No. 2.)

Observations on the Huricanes and Storms of the West Indies and the coast of the United States. (Blunts American Coast Pilot. 12 edit.)

Meteorological sketches by an observer. (Americ. Journ. 33. 1.)

Whirlwinds excited by fire, with farther notices of the tyfoons of the Chyna Sea. (Vol. ib. 36. No. 1.)

Remarks on Mr. Espy's theory of centripetal storms (Journ. of the Franklin Institut).

---

*) Notes and diagrams, illustrativ of the directions of the forces acting, at and near the surface of the earth in different parts of the Brunswick. Tornado of June. 19. th. 1835. 4.

**) Note en the New Brunswick Tornado or Water Spout of 1835 Americ. Journ. 36. p. 115.

The law of storms (New York Observer 18. Januar 1840.)

Endlich ist über denselben Gegenstand ein mit vielen Karten begleitetes Werk von Lieut. Coloncl Reid erschienen, nuter dem Titel: An attempt to develop the law of storms by means of facts arranged according to place and hence to point out a cause for the variable winds with the view to practical use in navigation. London 1838. 8. 431 Seiten.

Aus den Untersuchungen von Redfield und Reid ergeben sich ausser der vollständigen Bestätigung der von mir aufgestellten Ansicht, dass alle Stürme Wirbelwinde sind nnd dass die Drehung in diesem Wirbel auf der südlichen Halbkugel entgegengesetzt ist, der auf der nördlichen, noch zwei wichtige Thatsachen:

1) Die Stürme, welche in der tropischen Zone entstehen, behalten, so lange sie in derselben bleiben, ihre ursprüngliche Richtung von SO. nach NW. fast unverändert bei, biegen sich aber, so wie sie in die gemässigte Zone gelangen, fast rechtwinklich um, und gehen nun von SW. nach NO. Die dem entsprecheuden Stürme der südlichen Erdhälfte, welche in der tropischen Zone eine Richtung von NO. nach SW. haben, werden bei ihrem Uebergang in die gemässigte Zone ebenso abgelenkt, und gehen nun von NW. nach SO.

2. Der sich in der tropischen Zone nur sehr allmählig erweiternde Wirbel, nimmt bei diesem Umbiegen plötzlich auffallend an Breite zn.

Die unter Fig. 8 und Fig. 9 aus Reid's Werk entlehnten Chärtchen, welche Berghaus in seinem physikalischen Atlas aufgenommen hat, werden geeignet sein, die Erscheinung unmittelbar anschaulich zu machen.

Der Sturm vom August 1837, kann als Beispiel für die nördliche Erdhälfte dienen, der vom May 1809, für die südliche. In der zweiten Abhandlung hat Redfield den Lauf von 10 Stürme an der Küste von Amerika verzeichnet, von denen die am 23. Juni 1831 und 12. August 1835 in der tropischen Zone bleibend, ganz geradlinig fortschreiten, jener von Trinidad über Tabago, Grenada durch die Mitte von Yucatan bis in die Nähe von Veracruz, der andre von Antigua über Nevis, St. Thomas, St. Croix, Portorico, Hayti, Matanzas auf Cuba nach Texas.

Der Lauf der 8 Stürme, welche die Grenze der Tropen überschritten, ist hingegen folgender:

Der, welcher in der Nacht am 10. August 1831 Barbados verwüstete, traf am 12. Portorico, am 13. Aux-Cayes und St. Jago de Cuba, am 14. Matanzas, die Tortugas am 15., den mexicanischen Meerbusen am 16., endlich Mobile, Pensacola und Neu-Orleans am 17., so dass er in ohngefähr 150 Stunden einen Raum von 2000 Seemeilen durchlief, also mit einer Geschwindigkeit von 13½ Meilen in der Stunde fortrückte. Seine Richtung, ehe er die Grenze der Tropen erreichte, war N. 64° W.

Der am 17. August 1827 in der Nähe von Martinique beginnende Sturm, traf am 18. St. Martin und St. Thomas, ging am 19. nordöstlich bei der Küste von Haiti vorbei, traf am 20. die Turks-Inseln, die Bahamas am 21. und 22., die Küste von Florida und Süd Carolina am 23. und 24., Cap Hatteras am 25., Delaware am 26., Nantucket am 27., Sable Island und Porpoise Bank am 28.; er legte also in 11 Tagen 3000 Seemeilen zurück. Seine Richtung innerhalb der Tropen war N. 61 W., unter 40 Grad Breite hingegen N. 58° O.

Der am 3. Septembar 1804 in der Nähe von Guadeloupe entstehende Sturm, traf am 4. die Virginischen Inseln und Portorico, die Turks Inseln am 5., die Bahamas und den Golf von Florida am 6., die Küste von Georgien, Süd- und Nord Carolina am 7., die Chesapeake Bay, die Mündung des Delavare und die umliegenden Gegenden von Virginien, Maryland und New-Jersey am 8., Massaschusets, New-Hampshire und Maine am 9. Er rückte sehr schnell weiter, da er um seinen krummlinigen Lauf an den kleinen Antillen 2200 Seemeilen in 6 Tagen zurücklegte also 15½ Meilen in der Stunde fortrückte.

Der dicht bei den kleinen Antillen vorbeistreifende Sturm vom August 1830 traf St. Thomas am 12., war am 13. in der Nähe der Turks Inseln, am 14. bei den Bahamas, am 15. auf dem Golf und an der Küste von Florida, am 16. längs der Küste von Georgien und der Carolinas, am 17. an denen von Virginien, Maryland, New-Jersey und New-York, am 18. auf den George's Bank und Cap Sable, am 19. über der Purpoise und New-Foundlands Bank. Sein Fortrücken beträgt daher 18 Seemeilen in der Stunde. Nimmt man nun die wirkliche Geschwindigkeit des Windes in seiner wirbelnden Bewegung 5 mal grösser als seine fortrückende, so erhält man für 7 Tage eine Bewegung der Luft durch 18000 Seemeilen.

Der westlichste Sturm war der am 29. September 1830. Er beginnt unter den 20. Breitengrade nördlich von Barbados, biegt sich in der Länge von 68° Gr. unter 30° Breite nach Norden und geht westlich bei den Bermudas vorbei, nach dem Ostende der New-Foundlands Bank, wo er am 2. October eintrifft.

Ein sehr heftiger Sturm von viel geringrer Breite, war der vom 1. September 1821 auf der Turks Insel; nördlich von den Bahamas war er am 2., an der Küste der Carolinas am 3. früh, dann später an der Küste von New-York und Long Island; in der folgenden Nacht zog er durch die Staaten Connecticut, Massaschusets, New-Hampshire und Maine, also 1800 Meilen in 60 Stunden. Seine mittlere Geschwindigkeit beträgt demnach 30 Seemeilen die Stunde.

Einen ganz ähnlichen Lauf hatte der Sturm am 28. September 1835. Hingegen rückte der Sturm vom 22. Aug. sehr langsam fort. Er begann nördlich von Portorico unter 22 Grad Breite und blieb nun in gleichr Entfernung von den Küsten Nordamerikas, erreichte aber die New-Foundlands Bank erst am 27.

Mitunter erhält der Sturm erst seine Intensität in der gemäsigten Zone, so dass dieser Theil seines Laufes vorzugsweise bekannt wird. So war es mit dem Sturme am 10. November 1835, welcher am nördlichen über den Erie und Ontario See nach der Insel St. John im Golf des St. Lorenz Stromes fortrückte.

Ich werde nun versuchen, die Erscheinungen dieser grossen Aufregungen der Atmosphäre auf dasselbe Princip zurückzuführen, welches oben bei der theoretischen Ableitung des Drehungsgesetzes geltend gemacht worden ist.

Bezeichnet a b Fig. 10 eine Reihe materieller Punkte, welche dem Aequator parallel durch irgend einen Impuls in der Richtung a c nach Nord hin, in Bewegung versetzt werden, so würden diese Punkte nach g h hin sich bewegen, wenn der Raum d b h leer ist, Befindet sich aber in diesem Raume unbewegte Luft, so werden die Theile in b bei ihrer Bewegung nach d hin im Raume d b h immer mit Lufttheilchen von geringerer Rotationsgeschwindigkeit in Berührung kommen, also ihre Geschwindigkeit nach Ost hin vermindert werden. Der Punkt b wird also statt nach h sich nach f hin bewegen. Die Theile in a haben hingegen neben sich auf der Seite nach b hin Theile, ursprünglich gleicher Rotationsgeschwindigkeit, sie bewegen sich also wie im leeren Raume,

d. h. nach g hin. Ist demnach a b eine von Süd nach Nord getriebene Luftmasse, so wird die Richtung des Sturmes auf der Ostseite desselben vielmehr Süd sein, als auf der Westseite, wo sie mehr West ist, und es wird daher eine Tendenz zu einem Wirbel im Sinne S. O. N. W. entstehen. Diese Tendenz zum Wirbel würde nicht da sein, wenn in dem Raum d b h keine widerstehende Masse sich befände, sie wird also zunehmen im Verhältniss, dass dieser Widerstand die westliche Ablenkung des Sturmes hemmt. Der Sturm wird also desto heftiger wirbeln, je unveränderter er die ursprüngliche Richtung seines Laufes beibehält. In der Passatzone aber ist der Raum d b h mit Luft erfüllt, welche von NO. nach SW. fliesst. Der Widerstand wird also hier am grössten sein, die Luft in b also so in ihrer Tendenz nach Westen gehemmt werden können, dass sie ihre Richtung nach d hin unverändert beibehält, während a nach g strebt. Der Sturm wird daher hier am heftigsten wirbeln, aber geradlinig mit unveränderter Breite fortgehen. So wie aber derselbe in die gemässigte Zone gelangt, findet sich im Raume d b h Luft, welche sich bereits von SW. nach NO. bewegt. Der Widerstand, welchen die Theilchen in b finden, wird also plötzlich bedeutend vermindert, oder ganz aufgehoben, d. h. die Richtung b d verändert sich nun schnell in die Richtung b h, der Strom biegt also plötzlich fast rechtwinklich um, während er an Breite schnell zunimmt, da der bisher zwischen der Bewegung der Punkte in a und der Punkte in b vorhandene Unterschied nun aufhört. Die Erscheinungen der südlichen Halbkugel ergeben sich ebenso unmittelbar, der Wirbel geschieht dort im entgegengesetzten Sinne, die Richtungsänderungen an der Grenze der Tropen ist analog.

Aus dieser Erklärung folgt übrigens, dass, wenn die in Bewegung gesetzte Luftmasse so hoch ist, dass sie bei dem Anfange der Bewegung aus dem untern in den obern Passat eingreift, der obere Theil sich nach einer andern Richtung fortbewegen muss als der untere, indem auf den oberen Theil das obige Raisonnement gleich zu Anfang Anwendung findet, welches für den unteren erst eintritt, wenn derselbe die äussere Grenze der Passate überschreitet. Ausserdem wird der untere Theil des wirbelnden Sturmes überhaupt wegen der Reibung an der Erdoberfläche langsamer fortschreiten, als die von der Oberfläche mehr entfernten Theile desselben. Der Wirbel wird daher nicht immer einen geraden, son-

dern einer vorgeneigten Cylinder bilden, der Wirbel also in den oberen Regionen der Atmosphäre früher eintreten, als in der unteren, welches der dem Sturm vorhergehenden Himmelsansicht entspricht. Warum aber der erste Impuls in der Regel von SO. nach NW. gerichtet ist, könnte vielleicht darin eine Erklärung finden, dass diese Richtung als senkrecht auf der des Passates zur Entstehung einer wirbelnden Bewegung grade am geeignetsten ist, anders gerichtete Impulse, wenn sie auch stattfinden, daher keine Wirbelstürme erzeugen.

In Beziehung auf die complicirten Erscheinungen, welche dann entstehen, wenn dem fortschreitenden Sturme ein anderer Wind in mehr oder minder entgegengesetzter Richtung entgegenweht, verweise ich auf das barometrische Minimum vom 2. und 3. Februar 1823, welches ich Pogg. Ann. 13, p. 606 näher erörtert habe.

Tägliche Aenderungen der Intensität des Windes.

Aus 26000 in den Jahren 1737, 1838, 1839 in Birmingham angestellten stündlichen Beobachtungen, findet Osler folgendes Verhältniss der Intensität.

		Winter.	Frühling.	Sommer	Herbst.	Jahr.
Morg.	1	55	26	16	19	116
	2	54	28	15	19	116
	3	49	28	14	19	110
	4	47	27	11	19	104
	5	47	29	14	22	112
	6	48	29	15	20	112
	7	48	32	18	18	116
	8	51	41	23	21	136
	9	50	56	32	26	164
	10	67	70	34	40	211
	11	73	80	49	47	249
	12	82	82	52	55	271
Ab.	1	89	90	56	58	293
	2	89	89	57	54	289
	3	85	89	60	53	287
	4	79	80	57	44	260
	5	75	81	56	34	246
	6	65	72	41	28	206
	7	63	52	33	27	175
	8	63	45	27	24	159
	9	63	46	18	22	149
	10	59	38	17	20	134
	11	61	33	15	21	130
	12	57	29	16	20	122

Der Gang der Intensität schliesst sich also nahe an die täglichen Aenderungen der Wärme an. Welchen Einfluss hierbei die Entfernung der See vom Beobachtungsorte habe, wird sich erst ermitteln lassen, wenn für continentale Orte ähnliche Beobachtungen vorhanden sind. (Athenaeum 1840, No. 675).

Barometrische Windrose.

Zählt man den Wind von Nord als Nullpunkt nach Ost und bezeichnet bx, die der Windesrichtung von x Graden entsprechenden Barometerstand, so ist für Danzig nach Galle's Berechnung 15 jähriger Beobachtungen von Kleefeld in pariser Linien (Pogg. Ann. 31, 480).

Jahr $b_x = 337.937 + 1.190 \sin (x + 29° 23') + 0.162 \sin (2x + 175° 38')$

Winter $b_x = 338.444 + 1.475 \sin (x + 25° 35') + 0.784 \sin (2x + 171° 20')$

Frühl. $b_x = 337.709 + 1.185 \sin (x + 40° 21') + 0.297 \sin (2x + 101° 28')$

Somm. $b_x = 337.285 + 0.694 \sin (x + 48° 10') + 0.121 \sin (2x + 148° 26')$

Herbst $b_x = 338.503 + 1.926 \sin (x + 33° 24') + 0.588 \sin (2x + 171° 20')$

hingegen für Carlsruhe aus 26 jährigen Beobachtungen nach Eisenlohrs Berechnung (Einfluss des Windes p. 42).

Jahr $b_x = 333.978 + 0.970 \sin (x + 68° 50') + 0.219 \sin (2x + 309° 29')$

Winter $b_x = 334.315 + 1.068 \sin (x + 64° 33') + 0.117 \sin (2x + 302° 46')$

Frühl. $b^x = 333.445 + 0.946 \sin (x + 71° 47') + 0.248 \sin (2x + 305° 46')$

Somm. $b_x = 334.098. + 0.701 \sin (x + 72° 28') + 0.090 \sin (2x + 43° 59')$

Herbst $b_x = 334.138 + 1.150 \sin (x + 69°) + 0.410 \sin (2x + 290° 41)$

Zur Vergleichung füge ich noch die früher von mir für Paris erhaltnen Formeln hinzu; das Barometer in Millimetern angegeben. (Pogg. Ann. 11 p. 559).

Jahr $b_x = 755.928 + 3.499 \sin(x + 80°9') + 0.336 \sin(2x + 356°21')$

Winter $b_x = 756.835 + 4.887 \sin(x + 81°24') + 0.568 \sin(2x + 43°46')$

Frühl. $b_x = 754.748 + 3.795 \sin(x + 80°42') + 1.104 \sin(2x + 347°56')$

Somm. $b_x = 755.857 + 3.354 \sin(x + 77°17') + 0.683 \sin(2x + 344°22')$

Herbst $b_x = 756.304 + 2.775 \sin(x + 71°2') + 0.827 \sin(2x + 249°26')$

und für London, das Barometer in englischen Zollen. (Pog. Ann. 16, p. 292).

Jahr $b_x = 29.8908 + 0.1209 \sin(x + 49°10') + 0.0424 \sin(2x + 287°9')$

Winter $b_x = 29.8863 + 0.1309 \sin(x + 107°') + 0.0448 \sin(2x + 303°10')$

Frühl. $b_x = 29.8913 + 0.1317 \sin(x + 36°38') + 0.0515 \sin(2x + 297°49')$

Somm. $b_x = 29.9417 + 0.1220 \sin(x + 36°30') + 0.0282 \sin(2x + 217°47')$

Herbst $b_x = 29.8196 + 0.2067 \sin(x + 45°') + 0.1101 \sin(2x + 284°12')$

Die verhältnissmässig geringe Uebereinstimmung in den Winkelconstanten derselben Jahreszeit an den einzelnen Orten, zeigt, dass die Vertheilung des atmosphärischen Druckes in der Windrose, wis es auch theoretisch vorauszusehen ist, ein ziemlich complicirtes Phaenomen ist. Um die Aenderungen des barometrischen Werthes eines Windes in der jährlichen Periode näher zu beurtheilen, dienen folgende Tafeln, wo die lokalen Bedingungen ziemlich verschieden sind, da die Küste von Meklenburg und das obere Rheinthal sich ebenso von einander unterscheiden, als das mehr continentale Klima von Petersburg von dem entschiedenen Seeklima in Island.

Barometrishe Windrosen.

Bützow.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	339.07	339.78	337.42	336.53	335.29	336.57	338.09	338.82
Februar	39.10	38.48	35.05	33.25	35.74	35.44	36.11	39.08
März	36.41	36.32	34.26	34.58	35.39	37.93	36.36	36.58
April	38.56	38.68	35.24	34.48	35.38	37.69	37.96	38.02
Mai	36.07	37.30	37.48	35.52	34.95	37.81	38.41	38.21
Juni	38.77	37.76	36.16	35.68	37.26	37.70	37.88	38.28
Juli	38.85	37.66	37.29	36.44	36.46	36.75	38.07	38.13
August	38.03	37.34	36.63	35.87	35.39	36.95	38.21	38.19
Septbr.	38.57	37.93	36.31	35.74	35.71	36.45	39.52	41.63
October	38.57	39.66	37.07	36.47	36.73	37.12	38.07	39.76
Novbr.	38.59	39.22	36.17	35.25	34.82	36.70	37.51	39.72
Decmbr.	38.10	39.08	37.25	35.76	36.95	36.67	36.27	37.29
Jahr	38.21	38.35	36.22	35.36	35.90	36.97	37.86	38.79

Carlsruhe 26 Jahre.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.	Mittler
Januar	335.696	335.017	334.843	332.879	333.760	333.349	334.587	335.241	334.532
Februar	35.682	33.897	33.794	33.588	34.083	34.220	35.034	36.098	34.643
März	34.907	34.349	31.493	32.718	33.104	33.658	33.730	33.895	33.922
April	34.211	33.538	32.232	31.399	32.192	32.880	33.847	34.129	33.171
Mai	33.997	34.008	33.755	32.946	32.918	33.334	33.885	34.131	33.531
Juni	34.806	43.082	33.580	33.376	33.362	33.682	34.383	34.806	33.994
Juli	34.675	34.629	33.407	33.591	33.530	33.763	34.384	34.752	34.009
August	34.797	34.426	33.785	33.742	33.671	33.831	34.586	34.746	34.094
Septbr.	35.275	35.117	33.389	33.502	33.585	33.806	34.049	35.200	34.299
October	35.255	35.108	33.648	32.249	33.054	33.756	34.907	34.909	34.107
November	34.991	35.348	32.943	31.747	33.661	33.819	34.839	34.969	34.133
December	34.762	45.232	34.049	32.000	33.322	33.911	33.957	34.440	33.875
Winter	35.381	34.637	34.326	32.782	33.702	33.863	34.504	35.325	34.362
Frühling	34.482	33.946	32.835	32.380	32.750	33.293	33.818	34.055	33.542
Sommer	34.760	34.347	33.582	33.583	33.530	33.759	34.450	34.772	34.033
Herbst	35.182	35.138	33.444	32.413	33.447	33.798	34.605	35.032	34.179
Jahr	34.967	34.513	33.496	32.782	33.387	33.660	34.301	34.715	34.026

Petersburg 13 Jahre.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.	Mittel
Januar	28.169	28.165	28 323	28.277	28.150	28.043	27.949	28.076	28.156
Februar	28.153	28.399	28.303	28.251	28.129	28.093	27.954	28.148	28.199
März	28.251	28.257	28.286	28.009	27.963	23.045	27.858	27.990	28.113
April	28.184	28.107	28.077	28.083	28.113	28.114	28.056	28.118	28.111
Mai	28.198	28.113	28.100	28.008	28.075	28.092	28.067	28.080	28.096
Juni	28.095	28.069	28.033	28.007	28.044	28.071	28.024	28.095	28.063
Juli	28.049	28.035	27.934	27.932	27.993	28.021	28.021	27.988	28.004
August	28.113	28.091	28.117	28.007	27.973	28.026	28 062	27.987	28.057
Septbr.	28.219	28.220	28.183	28.062	27.089	28.023	27.964	28.036	28.118
October	28.191	28.138	28.041	28.091	28.108	28.169	28.062	28.066	28.136.
Novbr.	28.088	28.032	28.072	28.028	28.072	27.927	27.883	28.083	28.026
Decber.	28.091	28.307	28.307	28.008	28.107	28.028	27.929	28.108	28.110
Mittel	28.150	28.162	28.136	28.064	28.068	28.054	27.986	28.065	28.099
Jahr	28.148	28.149	28.158	28.072	28.071	28.054	27.986	28.065	28.099

Reikiavig. (1823 — 1836)

	NO.	O.	SO	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	331.91	331.48	331.19	332.11	329 53	332.64	329.99	332.59
Februar	331.04	329.02	329.40	328.82	328.61	331.23	334.56	331.27
März	332.23	330.11	329.32	330.75	329.61	331.70	330.83	332.29
April	334.23	332.39	333.60	332.49	331.25	339.29	334.20	333.97
May	334.52	334.26	333.33	333.47	334.50	334.33	334.66	334 82
Juni	334.15	333.71	333.94	333.28	333.53	335.63	335.58	333.31
Juli	332.51	333.84	333.66	334.19	333.07	334.82	334.33	334.05
August	333.38	333.35	332.68	333 16	334.08	334.31	335.03	333.39
September	330.39	333.10	332.12	332.48	333.59	329.42	333.44	332.02
October	331.17	331.89	331.76	330.79	329.41	331.87	330.47	333.05
November	330.37	333.03	330.13	328.77	330.53	331.72	332.65	332.83
December	330.44	328.88	330.66	332.28	337.80	330:84	330.58	331.22
Winter	331.14	329.77	330.40	331.33	328.57	331.48	331.46	331.67
Frühling	333.68	332.22	332.39	332.33	331.19	333.72	333.39	333.71
Sommer	333 51	333.57	333.47	333.51	333.53	335.00	334.99	333 59
Herbst	330.72	332.71	331.36	330.69	330.81	331.09	332.57	332.69
Jahr	332.01	331.99	332.03	331.11	330.65	333.46	333.83	332.94

Diese Bestimmungen sind entlehnt aus:

Nizze über den Stand des Barometers zu Bützow in den Jahren 1781 — 1789. Stralsund 4.

Eisenlohr Untersuchungen über den Einfluss des Windes auf Barometer, Temperatur etc. pag. 38.

Kupfer et Wisniewski observations météorolegiques faites a l'Academie Imperiale des Sciences de St. Petersburg de 1822 - 1834 pag. 218.

Folgende Tafel giebt eine Vergleichung der jährlichen barometrischen Windrosen verschiedener Orte. Ist

$$b_x = a + a_{,}\sin(x + \alpha_{,}) + a_{,,}\sin(2x + \alpha_{,,})$$

so erhält man

	a	$a_{,}$	$a_{,,}$	$\alpha_{,}$	$\alpha_{,,}$
Berlin	335.188	1.6908	0.5292	68°51′	265°24′
Paris	336.106	1.2496	0.277	68°22′	244°24′
Middelburg	336.224	1.9317	0.41	65°51′	272°27′
Copenhagen	336.779	1.4759	0.1688	72°34′	332°40′
Hamburg	335.863	1.2144	0.2795	52°22′	206°34′
Apenrade	336.155	0.9186	0.7067	50°21′	243°41′
London	336.547	1.362	0.473	49°10′	287°9′
Minden	335.992	1.379	0.212	69°51′	257°27′
Wien	331.486	0.576	0.674	76°59′	113°37′
Ofen	329.535	0.721	0.441	36°32′	181°18′
Prag	329.922	0.892	0.0378	45°33,	273°25′
Stockholm	335.212	1.035	0.255	68°13′	318°25
Moskau	329.013	0.919	0.251	44°17′	326°50′

(Pogg. Ann. 11, p. 588)

die ersten 7 Formeln von mir, die letztern von Kämtz berechnet. (Meteorologie 2, 316.)

Thermische Windrose.

Bei der Kleinheit der täglichen und jährlichen barometrischen Oscillationen, verglichen mit dem bedeutenden Einfluss des Windes auf den Barometerstand, ist eine Berücksichtigung der erstern bei der Berechnung einer barometrischen Windrose, wenigstens für unsre Breiten nicht nothwendig, da die aus der ungleichen Anzahl der einzelnen Windesrichtung entstehende Unsicherheit, jene

Grösse bei weitem übertrifft. Ein ganz anderes Verhältniss zeigt sich aber bei der Bestimmung der thermischen Werthes der Winde. Da nämlich die täglichen Wärmeänderungen sowohl, als die jährlichen sehr bedeutend sind, so ist es keineswegs gleichgültig, in welcher Tages und Jahreszeit die Beobachtungen angestellt wurden, welche zur Bestimmung der Temperatur eines Windes dienen sollen. Die einfache Berechnung des Mittels aus allen in einem längern Zeitraume während einer bestimmten Windesrichtung aufgezeichneten Thermometerständen, kann also keineswegs als die dem Winde entsprechende Temperatur angesehen werden, es muss vielmehr nothwendig vorher die tägliche und jährliche Veränderung eliminirt sein.

Bei der Berechnung der thermischen Windrosen von Paris und London, habe ich die tägliche Oscillation dadurch eliminirt, dass ich den thermischen Werth des Windes aus den beiden Extremen des Registerthermometers bestimmte; die jährliche dadurch, dass ich das jährliche Mittel aus den 12 monatlichen Mitteln bestimmte. Auf ganz analoge Weise hat Kämtz, wo nicht die während eines Tages herrschende Windesrichtung beobachtet war, sondern die zu einer bestimmten Stunde wahrgenommene, die Abweichung des thermischen Werthes dieser Stunde vom Mittel des Tages als Verbesserung angewendet, dann aber die monatlichen Temperaturen zu der des Jahres auf ähnliche Weise combinirt, indem die Abweichung des monatlichen Wärmemittels vom jährlichen als Correction angebracht und die einzelnen Beobachtungen dann zum Mittel sämmtlich vereinigt wurden.

Hingegen ist bei Carlsruhe und Petersburg nicht angegeben, wie die tägliche Veränderungen eliminirt worden ist.

Die Veränderung des thermischen Werthes der Winde in der jährlichen Periode, geht aus folgenden Tafeln hervor:

London. 24 Jahre. Cent.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	— 0.928	— 0.222	1.995	4.662	4.361	2.649	0.746	0.221
Februar	+ 0.351	+ 2.418	3.418	6.157	5.945	5.194	3.384	0.019
März	3.207	4.655	6.021	6.323	7.808	7.206	5.555	2.515
April	7.363	9.593	9.96	10.972	9.468	9.861	8.094	5.887
Mai	11.131	13.243	13.924	14.205	13.317	13 084	11.98	12.231
Juni	14.563	16.91	17.261	16.553	15.442	15.736	14.73	14.57
Juli	16.464	18 333	19.366	18.548	17.633	17.577	16.677	16.093
August	16.278	18.184	18.305	16.297	17.086	16.406	15.73	16.25
September	13.992	14.375	15.172	15 923	14.745	14.004	12.583	12.258
October	8.444	10.702	11.394	12.566	11.514	9.823	8.559	6.884
November	5.077	5.496	6.792	7.598	7.637	6.203	3.929	4.218
December	0.898	2.147	4.158	6.418	5.356	5.047	2 626	0.749
Winter	0.107	1.448	3.190	5.746	5.221	4.297	2.252	0.329
Frühling	7.231	9.164	9.683	10.5	10.198	10.050	8 513	6.878
Sommer	15.768	17.809	18.311	17.133	16.720	16.573	16.712	15.619
Herbst	9.171	10.091	11.119	12.029	11.298	10.01	9.357	7 787
Jahr	8.07	9.629	10.576	11.352	10.859	10.233	8.716	7.653

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	— 2.802	— 2.318	— 2.423	0.971	2.010	0.344	0.157	— 1.934
Februar	— 0.339	2.254	3.326	4.244	3.711	3.301	1.356	1.010
März	3.405	4.406	4.531	7.529	5.888	6.199	4.194	4.002
April	8.692	10.252	12.500	9.632	8.807	9.403	7.331	7.208
Mai	12.548	13.562	15.478	14.304	11.869	12.941	13.087	12.042
Juni	14.890	15.504	14.689	15.429	13.691	14.330	14.084	14.133
Juli	16.266	17.688	18.389	16.051	14.946	19.048	15.925	14.956
August	15.744	16.107	15.126	15.313	14.603	15.545	15 812	14.698
September	12.516	13.347	12.138	12.493	12.509	13.403	12.366	11.690
October	7.671	8.390	10.092	9.914	9.021	9.532	7.677	7.092
November	2.222	3.362	5.095	6.596	5.321	5.191	4.122	2.610
December	— 1.528	0.976	1.650	4.026	3.446	3.791	2.164	0.392
Winter	— 1.705	— 0.105	0.351	3.400	3.081	2.620	1.200	1.166
Frühling	8.155	10.089	12.548	11.454	8.811	9.372	7.996	8.732
Sommer	15.620	16.320	16.415	15.632	14.438	15.339	15.317	15.038
Herbst	7.570	8.539	9.526	9.490	8.773	9.616	8.480	8.438
Jahr	6.929	8.397	10.462	10.023	8.749	9.922	8.962	8.101

Petersburg 13 Jahre Réaum.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	— 11.06	— 8.05	— 9.44	— 8.16	— 5.41	— 5.78	— 8.38	— 8.09
Februar	— 8.86	— 8.01	— 6.56	— 5.82	— 4.16	— 5.09	— 6.88	— 8.02
März	— 5.42	— 2.93	— 2.79	— 0.88	— 2.14	— 3.48	— 3.76	— 4.22
April	0.97	1.46	3.63	4.39	2.78	1.99	1.25	0.48
Mai	6 38	6.99	9.84	9.23	7.28	7.98	6.35	4.89
Juni	11.58	12.20	13.68	14.23	13.35	12.46	10.10	10.93
Juli	13.64	14.54	14.90	14.84	14.63	13.14	12.53	11.86
August	12 44	12.94	13.67	13.85	13.39	12.96	11.48	9.11
September	6.88	9.53	9.51	10.03	9.38	9.09	5.71	6.34
October	2.80	3.14	4.14	4.56	5.08	4.68	1.66	1.42
November	— 2 84	— 2.61	— 2.29	— 0.14	0.61	0.71	— 3.09	— 2.34
December	— 7.83	— 7.31	— 5.16	— 2.76	— 2.01	— 3.04	— 6.36	— 5.69
Jahr	1.56	2.66	3.59	4.45	4.40	3.89	1.72	1.38

Reikiavig 6 Jahre Réaum.

	NO.	O.	SO.	S.	SW.	W.	NW.	N.
Januar	— 2.9	— 0.7	3.1	2.9	— 1.7	—	— 2.8	— 4.0
Februar	— 0.8	— 0.7	0.5	1.6	— 0.5	— 1.5	— 2.9	— 6.6
März	— 1.7	1.6	2.7	3.1	0.2	— 1.2	— 3.2	— 5.2
April	1.6	1.8	3.8	3.3	0.8	4.0	2.6	0.0
Mai	6.5	7.0	8.0	7.7	7.3	8.5	7.2	1.8
Juni	10.3	9.3	9.3	8.7	8.1	9.9	10.7	7.1
Juli	12.0	12.4	12.1	12.8	11.4	11.3	13.2	12.5
August	11.1	11.2	11.2	11.6	10.8	10.4	11.0	9.4
September	7.8	7.8	8.5	7.5	8.1	7.8	6.1	5.6
October	3.0	3.2	3.7	3.4	3.8	4.2	3.9	1.5
November	— 1.6	1.0	2.5	2.5	0.8	2.5	— 1.6	— 4.2
December	— 2.5	— 0.3	1.2	3.8	— 1.4	— 2.2	— 3.9	— 4.3
Winter	— 2.1	— 0.5	1.7	2.7	— 1.2	— 2.0	— 3.1	— 5.0
Frühling	2.2	4.6	5.7	4.5	2.1	4.2	1.8	— 1.7
Sommer	11.0	11.2	11.0	10.7	10.2	10.3	11.6	9.9
Herbst	3.2	4.0	5.9	5.6	3.5	4.6	4.3	0.2
Jahr	1.7	4.1	5.8	6.5	2.9	6.2	6.1	1.4

Bezeichnet

$$t_x = b + b_, \sin(x + \beta_,) \sin(2x + \beta_{,,})$$

die Temperatur, welche der Windesrichtung x entspricht, so erhält man $x_,$ von Nord als Nullpunkt nach Ost gezählt:

Jahr. (Cent.)

	b	$b_,$	$b_{,,}$	$\beta_,$	$\beta_{,,}$
Paris	10.6238	1.2672	0.194	252°59′	168°25′
London	9.289	1.810	0.363	262°57′	269°14′
Hamburg	8.908	1.232	0.098	247°55′	109°22′
Ofen	10.565	1.488	0.220	269°20′	29°11′
Moscau	3.884	2.367	0.484	245°19′	245°17′
Stockholm	5.934	3.028	0.646	264°22′	273°46′
Carlsruhe	10.777	1.812	0.118	225°18′	158°

Winter.

	b	$b_,$	$b_{,,}$	$\beta_,$	$\beta_{,,}$
Paris	2.9175	2.7762	0.2272	214°38′	190°1′
London	2.593	2.998	0.082	241°47′	16°52′
Hamburg	— 0.452	3.326	0.294	215°3′	58°12′
Ofen	— 0.475	1.449	0.458	238°50′	309°41′
Moscau	— 9.405	5.621	0.438	241°11′	244°19′
Stockholm	— 2.792	4.759	0.995	259°29′	252°45′
Carlsruhe	1.081	3.366	0.408	228°30′	113°50′

Frühling.

	b	$b_,$	$b_{,,}$	$\beta_,$	$\beta_{,,}$
Paris	9.985	1.2190	0.3172	263°37′	308°7′
London	8.700	1.976	0.522	260°41′	257°16′
Hamburg	8.765	1.269	0.169	279°49′	158°21′
Ofen	10.575	1.747	0.411	267°34′	49°26′
Moscau	4.890	1.711	0.924	230°44′	284°35′
Stockholm	3.258	2.976	0.908	240°56′	241°45′
Carlsruhe	11.339	2.152	0.868	279°39′	166°5

Sommer.

	b	b_1	b_{11}	β_1	β_{11}
Paris	18.5638	1.5342	0.2872	359°39′	94°23′
London	16.295	1.209	0.657	296°30′	227°43
Hamburg	18.219	1.770	0.195	323°37′	108°40′
Ofen	21.845	1.755	0.182	305°55′	322°49′
Moscau	17.735	1.163	0.209	312°0′	221°3′
Stockholm	16.533	1.584	0.425	278°52′	337°30′
Carlsruhe	19.365	0.978	0.865	320°35′	262°

Herbst.

	b	b_1	b_{11}	β_1	β_{11}
Paris	11.0163	1.8924	0.3411	253°53′	153°
London	9.572	1.749	0.470	278°52′	−8°31′
Hamburg	9.140	1.363	0.190	234°19′	279°50′
Ofen	10.556	1.625	0.565	253°32′	28°50′
Moscau	2.199	1.167	0.628	260°21′	212°29′
Stockholm	6.809	3.013	0.813	286°16′	296°6′
Carlsruhe	10.491	1.375	0.499	230°51′	184°23′

Die Resultate für Paris und London, aus Pogg. Ann. 11, p. 576 und 23, p. 61 von mir berechnet, die für Carlsruhe von Eisenlohr, die übrigen von Kämtz. Meteorol. 2, p. 34.

Atmische Windrosen.

Der einzige Ort, für welchen neuerdings die Elasticität der in der Luft verbreiteten Wasserdämpfe in ihrer Abhängigkeit von der Windesrichtung bestimmt worden ist, ist Halle. In den Jahren 1834 — 1837 war sie nach Kämtz Beobachtungen

NO. 2.‴91	SW. 3.‴31
O. 3.06	W. 3.22
SO. 3.24	NW. 3.06
S. 3.47	N. 2.98

Diese Vertheilung schliesst sich also nahe an die von London an, welche sich durch folgende Formel darstellen lässt:

$$ex = 0.''36687 + 0.''06675 \sin(x + 254°58') + 0.01172 \sin(2x + 123°41')$$

Die Berechnung solcher, so wie der thermischen und barometrischen Windrosen, ist besonders deswegen wichtig, weil sich nur durch sie und die relative Anzahl der einzelnen Windesrichtungen beurtheilen lässt, an welchen Stellen der gemässigten Zone die Luft vom Aequator nach dem Pole, oder in entgegengesetzter Richtung fliesst. Da nämlich der Wasserdampf, welchen Aequatorialwinde den Polen zuführen, in immer sich erneuernden Regen besonders an der Südwestseite der Gebirge sich niederschlägt, so wird in dem trocknen, nördlichen Winde zwar dieselbe Luftmasse über einen bestimmten Parallelkreis zu den Tropen zurückkehren, das aber, was als luftförmiger Begleiter auf dem Hinwege mit die Quecksilbersäule hob, fliesst theilweise unter dem Gefässe des Barometers als Tropfbarflüssiges zurück, ohne zur Erhebung der Quecksilbersäule mitzuwirken. Da nun ausserdem die Temperatur der nach dem Aequator zurückfliessenden Luft niedriger als die der von ihm herkommenden, so wird bei gleicher Luftmenge der Polarstrom schmaler sein, als der Aequatorialstrom. Geschieht das Hin- und Zurückströmen im Allgemeinen in veränderlichen Betten, bald über diesen Theil eines Parallelkreises bald über einen anderen, so sieht man unmittelbar, dass unter Voraussetzung eines in dieser Beziehung stattfindenden Gleichgewichts sich jeder Beobachtungsort öfter in einem Aequatorialstrome befinden wird, als in einem Polarstrome, die mittlere Windesrichtung also eine südwestliche werden wird. Die früher mitgetheilten mittleren aus Nordamerika zeigten, dass dort wie in Europa diese vorwaltend S. W. sind. Daraus folgt aber keinesweges, dass überall wirklich ein Abfliessen nach der kalten Zone hin stattfindet. Es kann vielmehr die über einen Parallelkreis im Jahre nach dem Pole fliessende Luftmenge dennoch genau compensirt werden, durch die von ihm zurückkehrende. Die Frage, ob an gewissen Stellen der Hinweg häufiger als der Rückweg geschieht, lässt sich aber bis jetzt nicht beantworten. Findet nirgends ein Ueberwiegen statt, so wird die Zurückführung der Gestalt der Isothermen auf mittlere Luftströme als bedingende Ursache, sehr unwahrscheinlich.

Regen.

In Beziehung auf die Vertheilung der Regenmenge unter die einzelnen Jahreszeiten, giebt Kämtz (Vorlesungen über Meteorologie p. 175) für den Uebergang vom westlichen Europa zum östlichen folgende Tafel in Procenten der ganzen jährlichen Menge.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
Westl. England	26.4	19.7	23.0	30.9
Inneres England	23.0	20.6	26.0	30.4
Westl. Frankreich	23.4	18.3	25.1	33.3
Oestl. Frankreich	19.5	23.4	29.8	27.3
Deutschland	18.2	21.6	37.1	23.2
Petersburg	13.6	19.4	36.5	30,5

woraus hervorgeht, dass die Regenmenge im Frühling in diesen verschiedenen Gegenden nahe dieselbe ist, die Regenmenge im Sommer hingegen, immer zunimmt, auf Kosten einer Verminderung der Winterregenmenge, wenn man von den Westküsten weiter nach Osten fortschreitet. Dies wird noch anschaulicher, wenn man die letztere als Einheit ansieht, und die Sommerregenmenge als vielfaches derselben bezeichnet, man erhält dann:

westliches England	0.868
Inneres England	1.131
westl. Frankreich	1.071
östl. Frankreich	1.540
Deutshland	2.042
Petersburg	2.670

In Beziehung auf die Vertheilnng in den einzelnen Monaten giebt Schouw folgende Tafel: Tableau du Climat de l'Italie p. 186, und zwar die Zahlen Procente der jährlichen Menge.

	Jan.	Febr.	März	April	May	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
1. Scandiavien	6	5	4	6	7	9	12	13	11	10	10	7
2. Deutsche Ebenen	6	7	6	6	8	13	13	10	8	8	7	8
3. Holland	6	6	6	6	7	9	10	12	11	11	8	8
4. Rheinthal	6	5	7	7	10	11	12	10	9	8	8	7
5. Nordrand der Alpen	6	5	6	5	11	11	13	11	9	8	8	7
6. Alpen	7	5	6	8	8	10	9	7	8	12	12	8
7. linkes Poufer	8	5	6	8	9	9	8	8	9	11	11	8
8. Ungarn	7	4	10	7	8	8	8	10	9	10	11	8
9. Wesküste Frankreichs	8	7	7	7	8	8	7	6	9	12	11	10
10. rechtes Poufer	7	7	7	6	9	9	5	7	10	14	10	9
11. Rhonethal nördl. v. 44°	7	5	6	8	9	7	5	7	13	14	12	7
12. Südküste Frankreichs	9	6	8	7	8	5	3	4	12	15	13	10
13. Apenninen	10	7	8	8	7	6	3	4	8	14	13	12
14. ebenes Grossbrittan.	8	7	6	7	7	8	10	9	9	10	10	9
15. gebirgiges - -	8	8	6	6	7	6	10	10	9	11	9	10
16. Nordfrankr. u. Belgien	8	8	6	8	9	11	9	9	9	7	9	7

oder die absoluten Mengen in französchen Zollen.

	Jan.	Febr.	März	April	May	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
Scandinavien	1.19	1.10	0.91	1.12	1.48	1.83	2.35	2.51	2.22	2.05	1.98	1.43
Deutsche Ebenen	1.12	1.18	1.05	1.09	1.38	2.20	2.28	1.81	1.40	1.36	1.23	1.42
Holland	1.52	1.66	1.46	1.44	1.67	2.20	2.68	2.95	2.82	2.88	2.06	2.06
Rheinthal	1.43	1.34	1.65	1.65	2.35	2.57	2.79	2.36	2.27	1.85	2.02	1.79
Nordrand der Alpen	1.57	1.32	1.57	1.37	2.67	2.75	3.43	2.90	2.38	2.10	1.99	1.74
Alpen	3.93	2.96	3.36	4.14	4.40	5.41	5.05	4.06	4.63	6.13	6.71	4.28
linkes Poufer	2.70	1.74	2.10	2.57	3.05	3.10	2.76	2.64	3.12	3.92	3.73	2.87
Ungarn	1.18	0.66	1.53	1.14	1.28	1.32	1.35	1.53	1.38	1.57	1.77	1.22
Westküste Frankreichs	2.05	1.76	1.60	1.68	1.97	1.86	1.67	1.37	2.12	2.85	2.57	2.49
rechtes Poufer	1.56	1.61	1.68	1.41	2.00	2.20	1.28	1.64	2.41	3.40	2.32	2.00
Rhonethal nördl. v. 44°	2.19	1.76	1.83	2.59	2.75	2.40	1.75	2.19	4.10	4.66	4.00	2.39
Südküste Frankreichs	2.08	1.41	1.86	1.83	1.91	1.31	0.73	1.04	2.90	3.71	3.11	2.55
Apennines	3.33	2.46	2.87	2.56	2.30	1.94	1.18	1.39	2.78	4.59	4.49	3.96
ebenes Grossbittanien	1.65	1.19	1.25	1.43	1.64	1.68	2.23	2.04	2.02	2.22	2.24	1.94
gebirgiges - -	2.96	2.87	2.10	2.08	2.58	2.42	3.60	3.58	3.51	3.90	3.42	3.62
Nordfrankreich u. Belgien	1.69	1.63	1.24	1.75	1.99	2.24	2.00	1.80	1.82	1.53	1.88	1.51

Diesen mittleren Bestimmungen liegen folgende Beobachtungen zum Grunde, wobei die neben dem Ortsnamen stehende Zahl die Anzahl der Jahre bezeichnet.

1. Scandinavien, Copenhagen[43], Lund[68], Vesterås[18] Wexiö[22], Upsala[23], Abo[69].
2. Deutsche Ebenen, Berlin[19], Sagan[12].
3. Holland, Zwanenburg[40], Franecker[13].
4. Rheinthal. Coblenz[11], Manheim[12], Carlsruhe[24], Strassburg[19],
5. Nordrand der Alpen, Genf[21], Peissenberg[10], Tübingen[16], Augsburg[18], Regensburg[30].
6. Alpen, Cercivento[17], Tolmezzo[22], Udine[18], Sacile[18], Conegliano[14], Valdobbliadene[21], Schio[16], Vicenza[17], Verona[30], Brescia[11].
7. linkes Ponfer, Triest[12], Pirano[10], Padua[46], Chioggia[25], Mailand[66], Turin[16].
8. Ungarn, Ofen.
9. Westküste Frankreichs, Toulouse[12], Bordeaux[18], la Rochelle[17], la Vallerie[18].
10. Rechtes Poufer, Bologna[16], Parma[13].
11. Rhonethal nördlich v. 44° B. Orange[13], Viviers[20].
12. Südküste Frankreichs, Toulon[18], Marseille[19], Montpellier[20] Nimes[17].
13. Apenninen, Camajore[40], Florenz[18], Siena[16], Rom[40], Ariano[11], Molfetta[13], Palermo[20].
14. Ebenes Grossbrittanien, London[40], Hackney Wick[19], Lyndon[68], Chatworth[18], Borrowby[19], Glasgow[17], Edinburgh[27], Dublin[17].
15. Gebirgiges Grossbrittanien, Alderley Rectory[19], Liverpool[18], Manchester[26], Lancaster[20], Kendal[25], Dumfries[19], Branxholm[19].
16. Nordfrankreich und Belgien, Denainvilliers[11], Paris[14], Montmorenci[18].

In den ersten fünf Districten fällt daher das meiste Wasser im Sommer, und es zeigt sich überhaupt nur ein Maximum, in den darauf folgenden sechs zeigt sich ein Bestreben, ein zweites Maximum zu bilden; an der Westküste Frankreichs und in den Apenninen ist die Regenmenge im Sommer am kleinsten; in England und Nordfrankreich hingegen, die Vertheilung ziemlich gleichförmig im ganzen Jahre.

Für die Anzahl der Regentage giebt Schouw folgende Bestimmungen:

Holland	170
Nordfrankreich und Belgien	152
Deutsche Ebene	154
Ungarische Ebene	112
Thal des Po	88
Süd Italien	71

also eine deutliche Zunahme mit der geographischen Breite.

Wenn man mit Hrn. v. Buch annimmt, dass die an den Grenzen der tropischen Zone im Winter herabfallenden Regen, und die im südlichen Europa regelmässig eintretenden Herbstregen ihre Entstehung einer gemeinschaftlichen Ursache verdanken, nämlich den an den äussern Grenzen der Passate herabkommenden Aequalströmen, so liegt es nahe, die Sommerregen Mitteleuropas auf dieselbe Ursache zurückzuführen und anzunehmen:

1. Dass bei nördlicher Abweichung der Sonne, wo die ganze Erscheinung des Passates am weitesten nördlich liegt, jene oberen Ströme in grösster Mächtigigkeit den Boden erst im mittleren Europa berühren, und daher dann hier im Kampfe derselben mit nördlichen Strömen das meiste Wasser herabfällt;

2. Dass zur Zeit der Herbstnachtgleiche diese Ströme erst südlicher den Boden fassen, und dann die Länder des mittelländischen Meeres die mächtigsten Niederschläge haben;

3. Dass bei südlicher Declination der Sonne dieses südliche Herabrücken der Erscheinung im Extrem vorhanden sein wird, und daher die Regen der subtropischen Zone in Nordafrika Winterregen sind.

4. Dass zur Zeit der Frühlingsnachtgleiche die Erscheinungen denen der Herbstnachtgleiche ähnlich sein werde, also den Herbstregen Südeuropas eine Frühlingsregenzeit entsprechen wird.

Diese Frühlingsregenzeit kennt man in Lissabon, Minorca und Griechenland, sie war auch schon den Römern bekannt. Man kann daher die Regenverhältnisse der gemässigten Zone unter folgende Gesichtspunkte zusammenfassen:

Die Winterregenzeit an den Grenzen der Tropen tritt, je weiter wir uns von diesen entfernen, immer mehr in zwei, durch schwächere Niederschläge verbundene Maxima aus einander, welche in Deutschland in einem Sommermaximum zusammenfallen, von wo an also temporaire Regenlosigkeit vollkommen aufhört.

Bekanntlich hat Dalton zuerst darauf aufmerksam gemacht, dass in England die grösste Regenmenge im Herbst fällt. Aehnliche Fälle scheinen überhaupt an den Westküsten zu gelten, besonders da, wo Gebirge an das Meer treten. Ausserdem zeigt sich da im Frühling eine auffallend geringe Regenmenge. Es fragt sich daher: bildet England eine Ausnahme in einer allgemeinen Regel, oder zeigen sich durch die Lage des mittelländischen Meeres gegen die Sahara nur hier die oben angegebenen Verhältnisse. Dies scheint Kämtz anzunehmen, nach welchem in Deutschland die reichlichen Niederschläge im Sommer dadurch entstehen, dass überhaupt die Courant ascendant Niederschläge dann die häufigsten sind, welche in Italien nur deswegen wegfallen, weil der südliche Strom in der Höhe von der Sahara kommend zu trocken ist, um sie veranlassen zu können, und dass die im Winter niedrigziehenden, von dem atlantischen Ocean aufsteigenden Wolken, ihren Wasserdampf früher absetzen als im Sommer, wo sie, durch weniger Hindernisse aufgehalten, weit in die Continente hineindringen.

Gegen diese letztere Erklärung scheint mir aber zu sprechen, dass in Nordamerika in gleicher Breite mit Italien sich ebenfals eine Tendenz der Regenmenge in zwei Maxima auseinander zu treten zeigt, nur mit dem Unterschiede, dass hier das Frühlingsmaximum das bedeutendste ist, wie folgende Tafel zeigt, der ich nicht die gehörige Vollständigkeit geben konnte, da mir zur Berechnung nur die fünf Jahre 1833, 1834, 1837, 1838, 1839, aus den Returns of Meteorological Observations in the State of New-York zu Gebote standen, deren Mittheilung ich der Güte des Herrn Redfield verdanke. Ich habe die Orte, welche weniger als 5 Jahre enthalten, weggelassen. Die Regenmengen sind in englischen Zollen.

	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
Albany	2.13	2.23	2.06	2.32	6.16	4.49	4.32	3.25	2.93	3.91	2.48	2.82	39.09
Auburn	1.43	1.35	1.57	1.33	4.30	3.66	3.04	3.37	2.42	2.46	1.75	1.89	28.58
Cambridge Washington	2.31	2.34	1.70	3.46	4.59	5.03	3.56	4.31	2.98	3.82	2.61	1.80	38.50
Canandaigua	2.22	2.98	1.97	3.60	4.22	4.43	3.81	3.62	3.08	3.18	2.99	2.43	30.49
Clinton	2.29	2.26	2.29	2.31	3.83	3.35	3.31	2.77	4.40	4.58	2.33	3.29	36.79
Erasmus Hall	2.26	2.04	3.23	3.00	5.03	5.08	3.22	2.68	3 81	3.64	2.13	3 68	41.98
Kinderhook	1.37	1.01	1.81	2.69	4.80	3.98	4.32	2.55	2.56	3.71	1.86	2.46	33.13
Kingston	2.69	1 70	3.03	1.76	5.03	4.83	4.18	2.75	2.81	2.27	2.55	2.89	36.89
Montgomery	1.83	1.99	2.17	1.76	3.09	4.72	3.02	2.48	3.49	3.66	4.23	3.24	33.28
Oneida Conferenz	2.46	1.46	2.20	1.91	4.65	5.17	3.95	3 59	3.31	4.17	2.93	2.67	38.23
Newburgh	2.86	1.61	3.46	1.58	4.15	4.55	2.88	2.51	4.38	4.11	3.20	2.24	45.79
Oxford	2.35	1.39	1.59	1.48	5.15	3.92	3.99	3.22	3.05	3.40	2.30	1.91	33.78
Pompey	0.82	0.58	0.62	0.99	2.98	4.88	4.35	2.55	2.61	2.80	0.82	1.13	27.31
St. Lawrence	1.54	0.73	1.64	1.53	3.29	3.55	4.02	3.33	3.07	3.12	1.77	0.84	28.56
Rochester	1.15	1.75	1.59	1.65	3.82	2.69	2.46	2 68	1.55	3.10	2.35	1.48	26-75
Union Hall	1.27	1.61	2.71	2.42	3.93	3.95	3.95	1.99	3.73	3.29	2.91	1.91	34.00
Mittel	1.94	1.69	2.10	2.11	4.31	4.27	3.65	2.98	3.14	3.70	2.26	2.29	34.55

Grosse Regenmenge.

Vom 14. Februar Abends 8 Uhr bis zum 15. Morgens 6 Uhr sah Roussin in Cayenne 10½ fr. Zoll fallen, am 11. Mai 1832 fielen in Calcutta in 24 Stunden 12 engl. Zoll, in Bombay am 24. Juni 1828 8.″67, am 12. Juli desselben Jahres 7.″4, am 18. 7.″45, in Hurnee an der Küste des südlichen Konkun 8.″133, in Anjarakandy am 9. Juli 1819 7.″06, den 25. October 1822 in Genua nach Pagano 30 fr. Zoll, am 9. October 1827 in Joyeuse nach Tardy de Brossy's Beobachtungen in 22 Stunden 29″3‴, am 6. September 1801 in Viviers 13 Zoll 2. 3 Linien am 20. Mai 1827 in Genf innerhalb 3 Stunden 6 Zoll, am 21. September 1839 in Marseille 40 Millimeter in 25 Minuten nach Valz.

Abnahme des Regens mit der Höhe.

Von 4 in der Nähe des Bodens aufgestellten Regemessern in York erhielt Philipps am 1. Juni bis 3. Sept. 1840 folgende Verhältnisse der Menge (Athenaenm 1840 p. 793).

12 Fuss über den Boden	8206
6 - - -	8259
3 - - -	8314
0 - - -	8407

Als Mittel dreijähriger Beobachtungen grösserer Höhenunterschiede nämlich des Münsters 241 Fuss 1.45 englische Zoll, des Daches des Museums 72 Fuss 8 Zoll und des Gartens 29 Fuss über dem Spiegel des Humber aber:

Monate	Münster	Museum	Garten
3 sommerliche	13.″473	17.430	20.306
5 wärmere	20.042	26.126	30.916
7 - -	24.834	32.320	38.551
7 kältere	18.220	25.100	33.999
5 - -	14.130	19.789	26.879
3 winterliche	14.138	12.170	17.320

oder in Procenten der untern Menge:

			Schicht zwischen	
mittl. Temp.	Münster	Museum	Garten u. Münst.	Gart. u. Dach
60.°8F	66.35	85.83	33.65	14.17
58.5	64.82	84.50	35.18	15.50
55.1	64.42	83.84	35.58	16.16
40.8	53.58	73.82	46.42	26.18
39.3	52 60	73.62	47.40	26.38
36.3	49.91	70.26	50.06	29.74
48.°2	59.15	79.14		

Bezeichnet man mit t, die mittlere Temperatur der ersten Columne, und mit t das allgemeine Mittel des Jahres, mit d d' die Zahlen der beiden letzten Columnen, so ist

$$t : t, = C : d + d,$$

wo C eine Constante. (Pogg. Ann. 43. 423.)

Vom 1. Februar 1834 bis 31. Januar 1835 haben Philips und Gray auch die Ausdünstung an den drei Stationen gleichzeitig mit der Regenmenge beobachtet. Sie fanden von jedem vorhergehenden bis zum angegebenen Tage gerechnet ebenfalls in engl. Zollen:

	Münster	Museum	Garten
1. Febr. - 1. März	2.330	1.220	0.640
- - - 6. -	3.096	1.570	2.312
- - 21. -	4.936	2.480	2.924
- - 12. April	7.129	4.256	3.782
- - 21. -	8.229	4.846	4.432
- - 1. Mai	8.889	5.522	4.667
- - 16. -	11.068	6.738	5.482
- - 18. Juni	14.683	9.614	7.169
- - 11. Juli	18.159	10.829	9.694
- - 21. -	19.539	12.049	11.434
- - 9. Aug.	22.212	14.559	11.674
- - 30. -	23.707	16.549	12.694

Die Verdunstung nimmt daher mit der Höhe zu.

Einfluss des Regens auf die Temperatur.

Der abkühlende Einfluss der Regen ist ein doppelter, einerseits wird durch die Wolkendecke, aus welcher der Regen herab fällt, der Boden der directen Wirkung der Sonnenstrahlen entzo-

gen, die höheren Schichten der Atmosphäre daher, in einem stärkern Verhältniss erwärmt, als die unteren, anderseits wird durch die Verdampfung des herabgefallenen Wassers, dem Boden eine bedeutende Wärmenge entzogen, die nicht durch die während des Niederschlags frei werdende compensirt wird, da der Niederschlag in der ganzen Luftschichte zwischen der Wolkendecke und dem Boden geschieht, die Verdampfung hingegen nur am Boden. In den tropischen Gegenden sinkt daher bei höchstem Sonnenstande die Temperatur, da mit diesem die Regenzeit zusammenfällt. Am deutlichsten aber tritt diese Erscheinung in Hindostan bei der Abwechselung des Moussons hervor, wo die Abkühlung so entschieden sich zeigt, dass das Maximum der Wärme in den Frühling fällt, und zwar desto später, je nördlicher der Beobachtungsort liegt, da die abkühlende Ursache der SW. Mousson von S. W. her heraufrückt. Daher findet sich das Maximum der Wärme an der Südspitze von Vorderindien und in Ceylon nämlich in Socotra, Colombo, Kandy, Anjarakandy, Ootacamund, Darwar, Mahabuleswur, Bangalore im April; in Seringapatam, Poona, Cawnpor, Nagpoor, Benares, Nasirabad, Mazufferpur, Ambala, im Mai; hingegen in Calcutta, Futtehgur Scharunpur, Massouree im Juni, endlich in Macao und Canton erst im Juli. So wie diese Regen aufhören, so folgt an vielen Orten im Herbst eine zweite Steigerung der Temperatur, Diese neue Temperaturzunahme würde die Regen als abkühlende Ursache schon sicher genug nachweisen, wenn nicht die Temperaturcurve von Madras, welche ohne Einbiegung von ihrem Minimum am 9. Januar bis zu ihrem Maximum am 15. Juni sich erhebt, und ebenso die Temperaturcurven der ebenfalls an der Westküste gelegene Orten Pondichery und Trinconomalee dies bis zur Evidenz erwiesen.

Die in der folgenden Tafel angegebenen Regenmengen sind in englischen Zollen, die Temperatur Fahrenheit.

	Breite	Höhe	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
Anjarakandy	11°40′	-	0.053	0.087	0.369	1.174	6.945	31.102	38.914	22.573	12.280	6.259	2.571	1.194	123.521
Darwar	16°28′	2250′	-	-	-	1.30	1.38	9.49	6.20	2.39	2.88	2.52			26.16
Seringapatam	12°45′	2264	-	0.30	0.01	2.47	5.46	5.85	1.86	1.37	0.80	4.07	1.51	-	23.70
Bangalore	12°58	2730	-	-	0.35	4.16	5.89	3.24	5.88	4.13	13.97	5.10	1.30	-	44.02
Ootacamund	11°35′	6906	-	0.47	1.02	4.00	6.50	6.50	4.27	4.00	6.36	6.51	3.52	1.73	44.88
Madras	13°4′	-	0.737	0.099	0.469	0.333	1.354	0.854	2.945	3.883	4.359	12.27	13.93	7.522	48.76
Bombay	18°56′	-						24.277	23.566	18.377	13.301	1.118	-	-	80.639
Poonah	18°31′	1710	0.458	-	0.008	0.208	1.786	5.766	5.506	2.264	2.718	3.490	0.904	0.320	23.428
Mahabuleshwur	17°59′	4220	-	0.25	-	-	0.16	32.03	118.60	75.91	65 97	9.29	-	-	302.21
Benares	25°18′	300	1.062	1.762	0.610	0.041	1.204	4.039	19.917	14.438	8.116	2.418	0.448	0.738	43.636
Khatmandu	27°42′	4355	0.440	1.790	0.173	2.609	3.115	7.252	12.048	11.859	6.268	4.956	0.474	1.211	52.195
Darjiling		6957	0.20	0.52	0.10	1.93	6.16	11.59	31.25	24.51					
Arracan	20°35′	-						-	60.	40.	19.834				
Calcutta	22°35′	-	0.03	1.75	0.94	2.80	6.72	13.53	12.45	12.56	10.42	4.62	1.60	0.02	67.44
Bancorah			0.41	1.068	1.340	2.109	4.197	9.359	11.470	11.250	7.584	3.587	1.384	0.909	54.45
Dacca			.19	0.91	3.66	4.39	9 66	11.99	8.96	12.30	10.80	6.83	0.58	0.48	70.72
Canton	23°7′	-	0.67	1.70	2.15	5.76	18.85	11.10	7.75	9.90	10.93	5.50	2.45	0.97	77.64
Macao	22°10′	-	0.6	1.6	2.1	4.6	12.1	10.8	7.2	9.9	10.6	6.1	2.4	1.1	69.1
Kandy	7°17′	1580	5.55	0.95	6.58	8.05	3.83	5.70	7.37	5 92	6.45	11.60	13.60	8.88	84.48
Gondaru.Koskan				-	-	-	-	2.609	5.347	12.224	12.794	5.086			
Port Louis auf Mauritius	20°10′		2.87	5.00	13 07	6.63	0.67	0.66	0.25	2.13	0.27	0.21	1.29	0.44	33.49
Paramatta	33°19′		1.09	5.26	6.66	7.22	0.56	-	-	-	-	3.413	0.516	5.235	29.95

Temperatur. (Fahr.)

	Breite	Höhe	Jan	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
Socotra			78.05	77.85	78.20	88.45	85.10							
Singapore	1°17′		78.97	79.99	80.29	81.20	81.37	81.80	82.54	80.65	81.89	81.31	80.10	79.23
Alor Gajah	2°16′									82.7	81.4	80.6	80.6	82.2
Colombo	6°57′		79.2	80.4	82.38	84.33	83.80	81.70	80.30	80.60	80.23	79.4	78.75	77.85
Kandy	7°17′	1580	70.6	72.52	74.08	73.77	74.58	73.15	72.52	73.32	72.7	72.23	72.67	71.8
Trinconomalie	8°33′		77.6	76 5	77.4	80.	82.4	83.8	84.4	83.5	82.7	83.1	79.7	77.9
Anjarakandy	11°40′		79.7	81.9	83.8	85.6	83.7	79.8	78.4	79.1	79.6	80.7	80.6	80.2
Ootacamund	11°35′	6906	53.0	54.8	59.2	62.7	62.2	60.	57.2	58.1	58.0	58.0	56.0	52.5
Seringapatam	12°45′	2264	69.	74.	79.7	83.	83.5	77.7	73.2	74.	75.5	76.5	72	71.
Darwar	16 28′	2250	70.16	74.71	77.22	80.42	80.27	74.78	72.90	72.65	72.88	76.13		
Bangalore	12°58′	1730	69.50	72.5	78.75	78.50	78.50	75.25	73.75	73.25	73.75	70.50	71.37	69.25
Pondichery	11°56′		79.7	83.	88	91.5	94	95.4	93.8	92.	89.5	85.	81.2	80.3
Madras	13°4′		75.17	77.16	79.92	82.42	86.94	88.16	85.65	84.73	83.83	81.86	78.67	78.84
Bombay	18°56′		74.95	78.97	79.98	83.53	86.30	83.35	82.86	80.45	80.86	83.50	81.78	75.23
Poonah	18 31′	1710	70.66	73.70	74.12	81.97	82.27	80.79	77.41	77.13	77.11	79.14	76.42	70.57
Mahabuleshwur	17°59′	4220	65.7	67.5	74.0	74.4	73.9	66.3	64.9	65.3	65.0	65.5	63.5	62.3

Temperatur. (Fahr.)

	Breite	Höhe.	Jan.	Febr.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
Cawnpore	26°29′	500	63.8	769.5	72.15	88.55	96.50	91.23	86.65	87.4	85.03	78.95	75.25	67.5
Nagpur	21°9′		71.36	4.87	84.26	93.00	96.27	86.03	81.	81.14	81.52	81.56	75.37	72.65
Benares	25°18		62.56	72.49	79.09	89.91	94.35	90.28	8571	85.72	85.39	81.49	72.13	63.45
Nasirabad	26°18′	1400	59.2	62 7	71.8	82.6	90.4	90.1	85.7	82.7	82.5	78.8	68.5	68.2
Mozufferpur	26°7′		56.79	64.60	73.59	81.59	86.90	86.43	84.35	83.08	82.57	78.17	67.52	60.90
Ambala	30 25	1000	51.4	60.2	70.5	80.85	100.	96.33	84.8	86.	84.1	75.2	64.3	56.85
Futtehgur	27°21		57.3	63.2	74.4	85.1	90.	95.	87.25	85.1	84.15	75.4	68.8	58.0
Khatmandu	27°42		48.1	51.5	56.2	64.5	71.63	74.4	67.3	74.1	72.02	64.58	55.4	46.28
Caineville								69.1	67.35	67.4	96.35	60.41	55.6	
Darjiling	27°	6540	40.	42.1	50.75	55.9	56.65	61.25	61.4	61.75				43.25
Simla	31°6′	7020					73.95	70.	57.15	67.2	66.3	60.4	55.6	
Mussooree	30 27	5890	39.	39.5	52.	60	72.5	73.	65.5	65.5	61.5	60.5	52.	04
Seharunpur	31°		52.	55.	67.	78	85.	90	85.	83.	79	74	64	55
Calcutta	22°35′		65.21	70.62	78.05	83.28	85.47	86.69	82.61	82.88	82.41	80.98	73.46	66.50
Macao	22°10′		65.	54.67	64.4	71.	77.2	82.	62.6	82.6	81.	76.2	68.2	6.
Canton	23°7′		52.5	55.	25 6	70	77	81.	83.	82.	80.03	73.35	65.2	57.31

Da es schon Verwunderung erregt hat, dass an zwei nahegelegenen Orten auf Guadeloupe, in Basseterre und Matonba, die Regenmenge vom Einfachen auf das Doppelte schwanke von 3231 Millimeter auf 7425, so muss der enorme Einfluss der Localität am West- und Ostabhange, wie er sich in Bombay, Poonah und Mahabuleshwur zeigt, wirklich in Erstaunen setzen, denn hier finden wir

	N. B.	L. v. G.	Höhe	Regenmenge
Bombay	18°56′	72°46	—	80″.64
Mahabuleshwur	17°59′	73°30	42°20	302.21
Poonah	18°31	74°6	1710′	23.43

also ein Unterschied vom Einfachen bis zum Dreizenfachen. Dieser Regen fällt in Strömen aus einem dichten Nebel oder einer Wolkenmasse, welche sechs Wochen lang bei ziemlich unveränderter Temperatur den Boden bedeckt. Colonel Sykes erklärt die Erscheinung dadurch, dass die Masse Wasserdämpfe, welche mit dem S. W. Mousson vom indischen Meere an die Küsten gelangt, ein Stratum von geringer Höhe aber bedeutender Mächtigkeit bildet, indem die obere Grenze desselben nicht fünf- bis sechstausend Fuss übertrifft, die untere Grenze aber 1500 bis 1800 Fuss beträgt. Der S. W. Mousson drängt an der Mauer der Ghates diese Wasserdämpfe in höhere Gegenden, welche mit kälterer Luft sich mischend sich so vollständig condensiren, dass nur wenig ostwärts der Gebirge gelangen, und hier daher die Regenmenge so plötzlich abnimmt. (Report. of the ninth meeting of the British Associ. 1839. p. 16.)

In der gemässigten Zone ist im Herbst und Winter die Temperatur eines von Niederschlag begleiteten Windes höher als die mittlere Temperatur desselben, im Sommer findet das umgekehrte statt. Dies geht aus der folgenden Tafel hervor, welche sich auf die Berechnung 24 jähriger Beobachtungen von Howard in London gründet. Ich verstehe dabei unter Regenwinden die, wo der Niederschlag so bedeutend war, dass er am Tage selbst aufgezeichnet wurde. Die Grade sind Centesimal. (Pogg. Ann. 31, p. 546.)

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
SW.	+ 0.410	— 0.167	— 0.458	— 0.194	— 0.104
W.	+ 1.240	— 0.857	— 1.003	— 0.005	— 0.157
NW.	+ 1.783	+ 1.144	— 0.683	+ 0.911	+ 0.539
N.	+ 2.105	+ 0.192	— 0.325	+ 0.772	+ 0.686
NO.	+ 2.325	+ 0.385	— 0.662	+ 0.307	+ 0.586
O.	+ 2.378	— 0.200	— 0.898	+ 0.508	+ 0.446
SO.	+ 2.141	+ 1.093	— 0.328	+ 0.377	+ 0.793
S.	+ 0.274	— 0.141	— 0.484	— 0.571	— 0.230

Aus diesen numerischen Werthen, bei welchem + eine Erhöhung der Temperatur während des Niederschlags, — eine Erniederung derselben bezeichnet, geht ausserdem hervor, dass bei Westwinden diese vorwaltet, bei Ostwinden jene. Da nach dem Drehungsgesetz bei Ostwinden der kalte Wind durch den wärmern verdrängt wird, bei Westwinden dieser durch jenen, so sieht man, dass während des Niederschlags dies Verdrängen rascher erfolgt, als ohne Niederschlag. Die Temperaturen sind aus den täglichen Extremen bestimmt. Die tägliche Oscillation ist daher eliminirt.

Kämtz hat aus neunjährigen Beobachtungen in Ofen die monatlichen Temperaturen bei ganz heiteren und ganz trüben Himmel bestimmt, und in den auf einander folgenden Monaten folgende Differenzen erhalten, wenn die Temperatur bei heiteren Himmel abgezogen wird, von der bei bedeckten: (Cent.)

November bis März + 1.02, + 1.26, + 2.72, + 3.26, + 0.52

Apr. bis Oct. — 1.62, — 4.00, — 3.03, — 2.54, — 2.76, — 2.06, -0.18

Diese Zahlen können aber nicht als absolute angesehen werden, da die Beobachtungsstunden 7. 2. 9, bei bedecktem Himmel eine andere Correction zu der Zurückführung auf wahre Mittel erfordern würden, als die bei heiterm Himmel.

Druck der Atmosphäre.

Drückte die etwas weniger als ein Milliontheil der Erdmasse betragende Atmosphäre überall gleich stark auf ihre flüssige Grundlage den Meeresspiegel, so würde wegen der Abnahme der Schwere von dem Pole nach dem Aequator hin, das Product aus der Pendellänge in den Barometerstand für alle Breiten dasselbe sein. Bezeichnet man unter der Breite φ die Pendellänge mit l, den Barometerstand, unter der Voraussetzung überall gleichen Druckes, mit b, so wird, wenn nach Schmidt (mathematische Geographie p. 381)

$$l = l_0 (1 + 0.0052005 \sin^2 \varphi)$$

ist, dann

$$b = b_0 \left(\frac{1}{1 + 0.0052005 \sin^2 \varphi} \right)$$

werden. Wäre empirisch der mittlere Druck p der Atmosphäre bekannt, so würde, wenn dieser unter der Breite $\varphi_,$ stattfände, der unter irgend einer andern Breite $\varphi_{,,}$ unter der Voraussetzung überall gleichen Druckes, zu erwartende Barometerstand durch folgende Gleichung gegeben:

$$b_{,,} = p \left(\frac{1 + 0.0052005 \sin^2 \varphi_,}{1 + 0.0052005 \sin^2 \varphi_{,,}} \right)$$

Verglieche man den so berechneten Werth mit dem wirklich beobachteten, so würde man aus dem Unterschiede beider unmittelbar erfahren, ob der atmosphärische Druck an jenem Orte den normalen überträfe oder hinter ihm zurückbliebe. Obgleich wir nun den mittleren Druck der Atmosphäre nicht genau kennen, so lässt sich doch aus den bisherigen Beobachtungen entnehmen, dass der unter der Breite von 45° zu erwartende normale, zwischen 334‴ und 338‴ fallen wird. Dann würde der unter jeder andern Breite stattfindende sein:

$$b = b_{45} (1 - 0.0025935 \cos^2 \varphi)$$

Die folgende Tafel enthält die unter dieser Voraussetzung von Poggendorf berechneten Werthe.

*) Annal. 37, p. 473.

Schwere Correction.

unter 45° substractiv, über 45° additiv.

Breite	Barometerstand 338‴	334‴	Breite	Breite	Barometerstand 338‴	334‴	Breite
— 0	0.874	0.864	90	—23	0.608	0.601	67
— 1	0.873	0.863	89	—24	0.586	0.579	66
— 2	0.872	0.862	88	—25	0.563	0.556	65
— 3	0.870	0.859	87	—26	0.539	0.532	64
— 4	0.866	0.856	86	—27	0.514	0.508	63
— 5	0.861	0.851	85	—28	0.489	0.484	62
— 6	0.855	0.845	84	—29	0.464	0.459	61
— 7	0.848	0.838	83	—30	0.438	0.433	60
— 8	0.840	0.830	82	—31	0.411	0.406	59
— 9	0.832	0.822	81	—32	0.384	0.379	58
—10	0.822	0.812	80	—33	0.356	0.352	57
—11	0.811	0.801	79	—34	0.328	0.325	56
—12	0.799	0.789	78	—35	0.300	0.296	55
—13	0.786	0.777	77	—36	0.271	0.267	54
—14	0.772	0.763	76	—37	0.242	0.239	53
—15	0.757	0.749	75	—38	0.212	0.210	52
—16	0.741	0.733	74	—39	0.182	0.181	51
—17	0.725	0.716	73	—40	0.152	0.150	50
—18	0.708	0.699	72	—41	0.122	0.121	49
—19	0.690	0.682	71	—42	0.092	0.090	48
—20	0.670	0.662	70	—43	0.062	0.060	47
—21	0.650	0.642	69	—44	0.031	0.030	46
—22	0.629	0.622	68	—45	0.000	0.000	45

Da der Unterschied zwischen jenen beiden Annahmen höchstens 0.‴01 beträgt, eine Grösse, bis zu welcher die mittlere Barometerhöhe keines Ortes mit Sicherheit verbürgt werden kann, so kann man sich dieser Tafel bei der Vergleichung der wirklich beobachteten barometrischen Mittel mit der so berechneten bedienen, d. h. an jedes beobachtete Mittel die in der Tafel gegebene entsprechende Verbesserung anbringen.

Was nun die Bestimmung des in der Wirklichkeit stattfindenden Druckes am Meeresspiegel betrifft, so ist klar, dass aus monatlichen Mitteln nur dann ein Schluss auf das jähr-

liche Mittel gemacht werden kann, wenn das Barometer in der jährlichen Periode keine entschiedene periodische Veränderung erleidet. Ist nämlich der Druck der Atmosphäre eine Function der Sonnenlänge, so kann erst nach Elimination jener Veränderung aus Beobachtungen einzelner Abschnitte des Jahres das jährliche Mittel bestimmt werden. In dieser Beziehung verhält sich nun das Barometer ganz verschieden vom Thermometer. Während nämlich die Veränderungen der Temperaturen in der jährlichen Periode desto bedeutender werden, je mehr wir uns vom Aequator nach den Polen hin entfernen, sind gerade die jährlichen Aenderungen des atmosphärischen Druckes innerhalb der Tropen viel bedeutender als ausserhalb derselben; ausserdem, wie ich früher gezeigt habe *) in den verschiedenen Zonen ganz verschiedenen Gesetzen unterworfen. In der kalten Zone fällt nämlich das Maximum des Druckes in den Frühling, das Minimum in den Sommer, in der gemässigten, das Maximum in den Sommer, das Minimum in den Frühling und Herbst, in der heissen Zone hingegen findet zwischen dem Maximum des Winters und dem Minimum des Sommers ein ununterbrochener regelmässiger Uebergang statt. Da aber die Grösse des Unterschiedes zwischen Maximum und Minimum an verschiedenen Orten derselben Zone verschieden ist, so kann man ohne Berücksichtigung jener Correctionen selbst innerhalb der Tropen zu unrichtigen Schlüssen gelangen.

In der folgenden Tafel habe ich, um von dem Phänomen selbst, da wo es am reinsten hervortritt, nämlich in der Gegend der Moussons, eine bestimmte Anschauung zu geben, die jährliche Aenderung des barometrischen Druckes von der Südgrenze (Capstadt) bis zur Nordgrenze in Macao und Canton an den Orten zusammengestellt, von welchen mir Beobachtungen bekannt waren, die sämmtlich in französischen Linien angegeben und auf den Frostpunkt reducirt worden sind. Der Anblick der Tafel lehrt, dass die Erscheinung selbst sich auf den bedeutenden Höhen der Ghates und des Himalaya geltend macht, dass sie zunimmt vom Aequator nach den Wendekreisen, und hier die volle Grösse eines halben Zolles erhält, um welche der Druck der Sommermonate geringer ist als der der entschiedenen Wintermonate.

---

*) Pogg. Ann.

Es ist daher klar, dass bei gleichem mittleren atmosphärischen Druck ein Schiff, wenn es von einem Wendekreise zum andern schiffte, in den verschiedenen Jahreszeiten ganz entgegengesetzte Resultate erhalten würde, einmal ein Zunehmen und dann ein Abnehmen, und dass daher zu hypsometrischen Messungen in benachbarten Gegenden nur Mittel angewendet werden können, welche von dieser periodischen Aenderung vorher befreit worden sind, da noch nicht bekannt ist, wo und wie die Erscheinung der Moussons in die unscheinbare Veränderungen der Passatzone übergeht. Die Beobachtungen von Christiansburg an der Guineaküste beweisen, dass die sogenannten Westindia Moussons ähnliche Veränderungen hervorrufen, und geben wie die von St. Fe de Bogota einen schönen Beleg des Uebergreifens der meteorologischen Verhältnisse der Südhälfte der Erde über den Aequator auf die Nordhälfte. Ausserdem folgt aus der Ansicht dieser Tafel als unmittelbare Folge die von A. v. Humboldt zuerst bemerkte und von A. Ermann, Herschel und Schouw dann näher bestätigte Abnahme des atmosphärischen Druckes von der äussern Grenze der Passate nach der Gegend der Calmen. Da nämlich hier die Stelle, wo die Luft aufsteigt nicht so weit herauf- und herunterrückt, dass sie sich in den Sommermonaten an dem nördlichen Wendekreise befindet, sondern immer nahe in der Gegend der Calmen fixirt bleibt, so wird die Stelle des geringsten Druckes und die des höchsten nur wenig im Laufe des Jahres fortrücken, vielmehr jene in der Nähe des Aequators, diese in der Nähe des Wendekreise fixirt bleiben.

Baromerstand in pariser Linien bei 0°.

	Höhe	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Unt.	Breite
Bombay		337.97	337.66	337.16	336.20	335.68	335.07	334.17	334.41	335.34	336.71	337.12	337.26	2.90	18°56′
Hurrechundergur	3660			291.83	290.43	290 92									19°23′
Mahabuleshwur	4220	286.73	286.51	287.98	287.55	286.75	285.74	285.08	285.45			287.13	287.10	2.90	17°59
Poonah	1710	316.25	315.29	314.73	314.23	312.56	312.45	312.87	313.49	314.35	314.69	315.76	316.03	3.60	18°31′
Madras		337.34	337.18	336.70	335.67	334.37	334.44	334.59	334.75	335.10	335.54	335.79	337.11	2.97	13°4′
Seringapatam	2264	311.01	310.45	309.56	308.65	308.34	308.11	308.29	308.30	308.52	309.31	309.55	309.69	2.90	12°45′
Bangalore	3000	306.76	305.68	305.07	304.61	304.19	30.375	303.67	303.19	303.43	303.59	304.08	304.33	2.57	12°55′
Ootacamund	6906	261.13	260.91	260.37	259.79	258.96	288 33	257.84	258.07	258.63	259.53	259.87	261.00	3.29	11°35′
Socotra		331.26	331.03	330.81	-	327.50	327.47							3.78†	
Mozufferpur		334.29	333.61	332.32	331.40	329.74	329.17	328.84	329.40	330.25	332.13	334.13	334.22	5.45	26°8′
Benares	300	334.81	333.76	333.00	331.29	330.26	328.54	328.33	329.51	330.69	332.63	333.83	334.90	6.54	25°18′
Calcutta		337.33	337.00	335.94	335.28	333.29	322.22	331.95	332.51	333.72	335.26	337.51	337.63	5.68	22°35′
Macao		340.42	340.01	339.60	337.76	337.63	335.71	335.98	337.98	337.89	338.40	339.64	340.74	5.03	22°10′
Canton		339 58	338.56	338.70	337.00	335.59	334.96	334.43	334.67	335.41	336.60	338.66	338.57	5.15	23°7
Nasirabad	1400	320 61	319.62	318.83	317.79	316.49	315.23	314.97	315.54	316.81	318.70	320.12	320.34	5.64	26°18
Khatmandu	4355	384.61	283.73	284.84		284.84	282.45	281.69	280.83	280.73	282.97	283.91	284.61	4.11	27°42
Mussoree	6100					268.77	268.28	268 41	268.18	269.51	270.68	271.01		2.83+x	
Darjilling	6950	262.18	262.12	261.80	261.46	261.24	260.58	260.00	260.85				262.71	.71	
Simla						267.94	267.53	267.26	268.00	268.78	269.98	271.01		3.75	+x
Kohgurh	6230	266.57	266.20	267.00						267.13	266.95	267.61	268.03		
Cawnpur			334.33	332.25	331.06	328.97	328.62	328.85	329.97	331.10	331.81	333.82	334.14	5.71	
Batavia		334.93	334.91	334.84	334.49	334.73	335.19	335.05	335.13	335.17	335.33	335.05	335.23	0.84	- 6°9′
Mauritius		333.54	332.25	328.87	330.42	336.06	334.97	336.38	336.40	336.18	336.04	334.86	334.63	?	-20°10
Capstadt		337.08	337.24	337.42	338.15	338.84	338.95	339.65	339.15	338.69	338.69	337.53	337.52	2.57	-33°55
Christiansburg		336.59	335.84	335.90	335.91	336.59	337.35	337.64	337.64	337.11	336.66	336.33	336.17	1.81	

In der Passatzone ist die Anzahl der Orte, für welche man das jährliche barometrische Mittel kennt, sehr gering. Die Kenntniss der Vertheilung des atmosphärischen Druckes in derselben, beschränkt sich daher vorzugsweise auf die Beobachtungen der Seefahrer, welche in mehr oder minder schnellen Fahrten diese Zone durchschnitten. Der Vortheil der Identität des beobachteten Instrumentes wird dabei aber theilweise aufgewogen, durch die aus der Kürze des Zeitraums, welchen die Beobachtungen umfassen, entstehende Unsicherheit. Ein gefundenes Ergebniss kann daher nur auf Gültigkeit Anspruch machen, wenn es aus den zu verschiedenen Zeiten und an verschiedenen Orten angestellten Beobachtungen folgt. Dies ist aber jetzt der Fall in Beziehung auf die Thatsache, dass der Druck von der äusseren Grenze der Passate nach der Gegend der Calmen hin continuirlich abnimmt. Nachdem A. v. Humboldt (Rel. Hist. III, p. 313) nachgewiesen hatte, dass das Barometer am Aequator 2 Millimeter tiefer stehe, als an den französischen Küsten, und als Grund dieser Verminderung des atmosphärischen Druckes den aufsteigenden Luftstrom angegeben hatte, und L. v. Buch in seiner Canarischen Reise auf den hohen Druck an der nördlichen Grenze der Tropen aufmerksam gemacht hatte, konnte man allerdings vermuthen, dass der Uebergang von einem Extrem in das andere durch alle Mittelstufen allmählig hindurchgehen werde. Da aber jene Verminderung des Druckes am Aequator eben so wenig als die Vermehrung desselben an den Wendekreisen durch Beobachtungen unter sehr verschiedenen Längen als ein allgemeines Phänomen nachgewiesen war, so können die neuern Beobachtungen einer von den Wendekreisen nach dem Aequator hin stetig abnehmenden Barometerhöhe als eine wesentliche Vervollständigung unserer Kenntnisse in diesem Gebiete angesehen werden. Diese Beobachtungen wurden angestellt von:

A. Erman Pogg. Ann. 23. p. 116.
Herschel - - 73. p. 251.
Ryan und Mac Hardy 37. p. 252.
Quevedo - - 37. p. 255.
Beechey Voyage II. App. und Pogg. Ann. 37 p. 249.

} gesammelt und berechnet von A. v. Humboldt.

Horner in Krusensterns Reise und Pogg. Ann. 26. p. 407.
Trentepohl Pogg. Ann. 26. p. 403.
Spencer - - 26. p. 404.
Lnnd - - 26. p. 408.
} gesammelt u. berechnet von Schouw.

Die vollständigste Arbeit über die Vertheilnng des atmosphärischen Druckes auf der Oberfläche der Meeres aller Zonen ist von Schouw erschienen in Poggend. Ann. 26. p. 395. Er findet

zwischen 0° nnd 15° Breite 337.'''0 — 338.'''0
- 15° - 30° - 338.'''0 — 339.'''
- 30 - 45° - 339. — 337.5
- 45 - Polarkreis 337·5 — 333

Die speciellen Beobachtungen sind in der folgenden Tafel enthalten, in welcher h.? ein Unsicherheit in Beziehung auf die Correction wegen der Höhe, t.? ein Unsicherheit in Beziehung auf die thermische Correction bezeichnet. Die Colnmnen „corr." enthielt die Zurückführung des Barometerstandes auf die Schwere an 45° als Einheit von Poggendorff berechnet.

	Breite	Barom.	corr.		Beob.	Zeit
Spitzbergen	75½	335.47	336.23	t.?	Scoresby	6-12 J.
Melwille Insel	74½	335.61	336.35	t.?	Parry	1-
Upernawik	73	334.77	335 49	t.?	Cortsen	11 M
Godthavn	68	334.03	334.76		Fasting	20-
Eyafiord		334.35			Graah	10-
	66	334.06	334.64		Scheel	2 J.
Godthaab	64	331.23		t. h.?	Ginge	6 M
		332.32		h.?	Wormskiold	6 -
		333.33	333.86		Mühlenpfort	5 J.
Reikiavig	-	333.36	333.89		Thornstensen	12-
Frederikshaab	62	331.80			Pingel	7 M
Bergen	60	335.58	336.02		Bohr	4 -
Hardanger	-	335.55	335.99		Herzberg	9 -
Christiania	-	336.30	336.74		Esmark	7 -
-	-	335.91			Hansteen	18 M
Petersburg	-	336.89		t.?	Euler	20 J
Stockholm	59½	335.65			Astr.	5 -
Spydberg	-	336.16		h.?	Wilse	2 -
Sitcha	57	334.90			Tschistjakoff	10 M

	Breite	Barom.	corr.		Beob.	Zeit
Edinburgh	56	336.09			Playfair	6J.
Canaan Cottage	-	336.75			Adie	5 -
Coliton House	-	336.12	336.46		Forbes	3 -
Apenrade	55	336.72	337.22		Neuber	5 -
Königsberg	54½	336 95			Astr.	2 -
	-	337.12	337.41		Sommer	8 -
Keswick	-	337.33		t. h.?	Dalton	5 -
Danzig	-	336.95	337.24		Strehlke	2 -
Kendal	-	336.67		t. h.?	Dalton	5 -
Manchester	53½	337.82		h.?	Dalton	25 -
Altona	-	337.09	337.35		Schumacher	6 -
Peterpaulshafen	52½	334.06			Stanitzki	1 -
Delft	52	336.71			v. Swinden	2 -
London	51½	337.33	337.53		Roy. Soc.	7 -
Middelburg	-	336.60			v. der Perre	3 -
Paris	49	337.53	337.65		Bouvard	11 -
Rochelle	46	338.10			Fleur. Bellev.	4 -
Padua	45	337.87	337.87		Astr.	15 -
Bologna	44½	337.87	337.85		Caturegli	5 -
Avignon	44	337.80	337.77		Guérin	10 -
Nizza	-	336.50		h.?	Risso	20 -
Marseille	43½	337.27			Silvabella	10 -
Florenz	-	337.76	337.71		Inghirami	9 -
Neapel	41	337.94	337.82		Brioschi	7 -
Cagliari	39	337.03			Marmora	3 -
Palermo	38	338.21	338.00		Cacciatore	35 -
Malta	36	336.79			d'Angos	468B.
Tripolis	33	340.19	339.83	h.?	Denham	5M.
Madeira	32½	339.20	338.83		Heineken	2J.
-		342.66			Sabine	4B.
Cairo	30	336.41		h.?	Contelle	1J.
Teneriffa	28	338.77	338.28		Escolar	3 -
Gran Canaria	-	339.09			v. Buch	20T.
Macao	23	338.23	337.62		Richenet	1J.
Havanna	-	336.99		h.?	Ferrer	3 -
St. Thomas	19	337.13	336.44		Hornbeck	1 -
Guayra	10	336.98	336.16		Boussinganlt	12T.
Cumana	-	336.28			v. Humboldt	
Christiansburg	5½	336.95	336.09		Trentepohl	22M
Timor	-10	336.23			Freycinet	
Peru	-11	337.35			Pentland	
Isl. le de France	-20	338.92			Freycinet	20 T.
Rio Janeiro	-23	338.69	338.08		Eschwege	3M
		339.95			Freycinet	1 -
		337.59		h.?	Dorta	1J.
Cap	-33	338.24	337.88	h.?	Puhlmann	9 -
Port Famine	53½	331.73			King	7M.

Den hier gegebenen Bestimmungen können noch einige hinzugefügt werden.

Aus 26280 stündlichen Beobachtungen in Plymouth folgt für die Jahre 1837 — 1839 in 75 engl. Fuss Höhe, der Baromerstand bei 32° F = 29‴7999. Es wäre sehr zu wünschen, dass die British Association die stationairen Barometer der Stationen an welchen wie von Kilauns Castle vieljährige Beobachtungen vorhanden sind, mit dem der Royal Society durch übertragene Barometer vergleichen liesse.

Nach 7 jährigen Beobachtungen (1833 — 1839) in Brüssel ist die auf 0°C reducirte Barometerhöhe in Brüssel zurückgeführt auf das Barometer der Pariser Sternwarte 756.23 Millimeter nach Quetelet. Die in Holland erhaltenen barometrischen Mittel sind ausführlich berechnet worden von Wenckebach Natnur en Scheikundig Archief. V. p. 331.

Dreizehnjährige Beobachtungen 1822—1834 von Wisniewsky geben für Petersburg in der zweiten Etage des Akademiegebäudes 336‴108 bei 0°R.

Siebenjährige Beobachtungen in New York (1833—1839) reducirt auf das Barometer der Royal Society, geben am Meeresspiegel 30.‴086 e bei 69°F. Beobachter Redfield.

Zwei und zwanzig jährige Beobachtungen in Cambridge, in Massashusets geben 29.‴997 bei 55°F und 31 Fuss über dem Meeresspiegel (Mannheim Barometer 1790—1812, später von Jones in London) nach Farrar. Fünfjährige Beobachtungen von Templeman geben in St. Johns in New Foundland unter 47°34′ N.B. 52°38′ W. L. G. am Meeresspiegel 29.‴915 (Temperatur?).

Monatliche Extreme.

Bestimmt man den grössten Unterschied des atmosphärischen Druckes innerhalb eines Monats und nennt die aus den 12 monatlichen grössten Unterschieden als Mittel erhaltene Zahl: das jährliche Mittel der monatlichen Extreme, bestimmt man ebenso die Mittel der Jahreszeiten, so erhält man nach Kämtz (Vorlesungen p. 339.) in pariser Linien folgende Tafel, in welcher + östliche Länge, — westliche bezeichnet, + nördliche Breite, — südliche.

In dieser Tafel hat die Bezeichnung Sommer und Winter natürlich nur ihre Bedeutung für die gemässigte und kalte Zone, ja es sind sogar in der Gegend der Moussons Bedingungen vorhanden, welche die Schwankungen des Barometers in den Sommermonaten vergrössern. Da nämlich der Südwestmousson des indischen Oceans im chinesischen Meere Süd wird, entweder weil er sich an der Kette der Philipinen oder an dem im grossen Ocean herrschenden Passate umbiegt, so sind hier gerade dieselben Bedingungen zu Wirbelstürmen vorhanden, aus welchen wir sie p. 199 im atlantischen Ocean abgeleitet haben. Wirklich treten dieselben auch dann hervor, aber hier schreiten sie von Ost nach West fort, rotiren aber ebenfalls in dem Sinne S. O. N. W. Während dieser Tyfoons des chinesischen Meeres, die mit den Temporales, den Stürmen bei dem Umsetzen des Moussons, nicht zu verwechseln, fällt das Barometer so bedeutend, dass sich ein einziger Fall selbst in einem vieljährigen Mittel noch geltend macht. Daher bietet die quantitative Vergleichung der absoluten Grösse der Oscillationen an verschiedenen Orten des indischen Meeres oft scheinbar grosse Anomalien dar, wenn das starke Fallen des Barometers bei einem solchen Sturm einen Ort betroffen, den andern aber nicht.

Mittlere monatliche Extreme.

	Breite	Länge	Jahr	Winter	Sommer
Batavia	- 6.12	106°54	1.32	1.24	1.20
Tivoli	-18 35	—70 0	1.82	2.20	1.47
Seringapatam	12 45	76 51	2.45	2.27	2.23
Havanna	23 9	—82 23	2.83	4.27	1.70
Calcutta	22 34	88 29	3.67	3.02	4.01
Teneriffa	28 20	—16 16	3.76	5.63	2.00
Isle de France	-20 9	57 30	3.82	3.10	3.50
Aleppo	36 11	36 50	4.03	6.30	2.47
Cairo	30 2	31 19	4.10	5.73	2.10
Funchal	22 37	—16 56	4.62	6.20	2.76
Bagdad	33 20	44 25	4.63	6.13	3.81
Capstadt	-33 35	18 24	5.52	6.68	4.34
New Harmony	38 11	—87 55	7.27	10.15	3.94
Peking	39 45	116 28	7.38	7.50	6.13

	Breite	Länge	Jahr	Winter	Sommer
Paramatta	33°49′	151° 1′	7.50	7.70	6.97
Lausanne	46 31	6 45	7.57	9.40	5.37
Bermudas	32 15	—60 0	7.58	9.07	6.99
Bern	41 53	12 28	7.60	10.16	4.40
Marseille	43 18	5 22	7.84	10.23	7.73
Gotthard	46 0	8 35	7.96	10.09	5.80
Montpellier	43 36	3 53	6.99	10.23	5.70
Turin	45 4	7 35	8.02	10.01	5.43
Mantua	45 10	10 48	8.04	10.90	6.27
Pyshminsk	57 0	78 50	8.42	9.50	5.67
Dijon	47 19	5 2	8.48	11 30	5.07
Mailand	45 28	9 12	8.53	11.04	5.48
Ofen	47 30	19 3	8.83	11.87	5.80
Augsburg	48 22	10 54	9.01	11.23	6.29
Wien	48 13	16 23	9.10	11.87	5.77
Mühlhausen	47 49	7 10	9.15	12.30	5.77
München	48 8	10 34	9.19	12.08	6.18
Metz	49 7	6 10	9.22	11 63	6.20
Prag	50 5	14 25	9.55	12.11	6.50
Regensburg	49 1	9 0	9.60	12.25	6.64
Bordeaux	44 50	- 0 34	9.61	13 00	6.23
Kamyschin	50 5	45 24	9.69	12.07	7.18
Strasburg	48 35	7 45	9.72	12.57	6.42
Nantes	47 13	- 1 33	10.16	12.77	6.80
Arnstadt	50 50	10 57	10.20	12.33	7.24
Breslau	51 7	17 2	10.26	12.99	6.77
Rochelle	46 9	- 1 10	10.27	14.07	7.00
Paris	48 50	2 20	10.49	13.50	7.61
Mannheim	48 29	8 28	10.49	13.77	7.29
Moscau	55 46	37 33	10.66	13.88	6.91
Sitcha	57 3	-138	10.86	11.45	7.62
Sagan	51 42	15 22	10.89	13.93	7.35
F. Churchil	58 47	-94 4	11.09	13.62	8.33
Berlin	52 31	13 22	11.19	14.66	7.68
Hamburg	53 33	9 59	11.25	14.27	7.63
New Haven	41 10	-72 30	11.21	14.71	6.41
Penzance	50 12	- 5 32	11.27	14.77	8.28

	Breite	Länge	Jahr	Winter	Sommer
Brüssel	52°31′	4 22	11.37	14.47	8.38
Cambridge N.	42 23	-72 17	11.37	14.34	7.61
New Bedford	41 59	-71 50	11.37	14.83	7.32
Göttingen	51 32	9 55	11.41	14.19	7.78
Jakutzk	62 2	129 42	11.49	11.40	9.04
Tomsk	59 39	83 10	11.53	14.00	7.83
Catharinsburg	56 50	60 35	11.82	15 43	8.72
Bristol	51 27	- 2 35	11.86	15.13	8.83
Haag	52 5	4 19	11.95	15.47	8.13
Copenhagen	55 41	12 34	12.31	15.29	8.88
London	51 31	-	12.36	15.59	9.01
Francecker	52 36	4 19	12.38	15.14	9.87
Gosport	50 48	- 1 6	12.72	15.41	9.37
Middelburg	51 30	3 37	12.85	17.04	8.88
Iluluk	53 53	168 29	12.85	15.46	8.52
Petersburg	59 56	30 19	12.96	16.37	8.85
Torneo	65 51	24 10	13.19	17.03	9.58
Stockholm	59 21	18 3	13.21	16.83	9.80
Abo	60 27	22 20	13.28	16.49	8.76
Upsala	59 52	17 39	13.37	16.35	9.50
Bergen	60 24	5 21	13.86	16.46	10.08
Nain	57 8	-61 20	14.34	18.00	10.83
Umeo	63 50	20 15	14.36	17.51	9.78
Christiania	59 55	10 49	14.65	18.56	9.78
Näs	64 30	20 15	15.92	-	-

Verbindet man die Orte gleicher Barometerschwankungen durch Linien, so erhält man zur Bestimmung der Breiten unter verschiedenen Meridianen folgende Data.

Schwankung	Oestliches America	Deutschl. u. Italien	Russland	Hindost. Sibirien
2‴	15°33′	15° 9′	23°36′	
4	23 55	26 17	31 51	23°36
6	30 27	34 4	39 2	35 29
8	36 14	42 14	45 51	46 34
10	41 40	47 8	52 43	57 55
12	46 58	51 4	60 5	72 23
14	52 21	57 47	68 50	
61	58 1	65 22	83 38	

Kämtz hat diese Linien isobarometrische genannt, und dafür folgende nähere Bestimmungen gegeben:

1. Die Oscillationen des Barometers am Aequator sind sehr klein. Nach Elimination der täglichen und jährlichen Veränderung würden dieselbe kaum eine Linie betragen. Im indischen Meere sind dieselben jedoch beinahe doppelt so gross*) als bei gleicher Breite im atlantischen, eine Folge der grossen Aufregung, welche sich hier bei dem Wechsel der Moussons in der Atmosphäre zeigt.
2. Die isobarometrische Linie von 2‴ schneidet Nordamerika in der Hondurasbai, geht von hier ziemlich genau nach Osten, erreicht Afrika nördlich vom grünen Vorgebirge, hebt sich dann nach Norden, geht durch Assuan in Aegypten nach dem Punkte des Aequators, welchen der Meridin der Südspitze am Hindostan schneidet und wendet sich in der südlichen Halbkugel wieder gegen Westen.
3. Die Linie von 4‴ schneidet die Osküste Amerikas östlich von Zacatecas, erreicht die Westküste Afrikas zwischen Cap Bojador und der Canaren, geht durch den nördlichen Theil von Fezzan das Nildelta, zwischen Bagdad und Bassora hindurch nach Calcutta.
4. Die Linie von 6‴ berührt den nördlichen Theil des Meerbusens von Mexico**), erreicht Africa in der Nähe von Fez, geht durch Sicilien***), erreicht in der Nähe des kaspischen Meeres ihren nördlichen Scheitel und scheint dann nach Asien hin weiter fort zu steigen.
5. Die Linie von 8‴ geht durch den südlichen Theil der Chesapeakbai, hebt sich dann schnell nach Norden, geht durch

---

*) Aus 25 jährigen Beobachtungen in Madras, finde ich für die mittlere Oscillation der zwölf Monate, folgende Werthe: 0.‴255 0.247 0.273 0.274 0.317 0.230 0.229 0.233 0.256 0.311 0.315 0.270 e.

**) Dreijährige Beobachtungen geben in Neu Orleans 4.‴5

***) 35 jährige - - - Palermo 6.‴51, 8.‴78, 3‴72

†) 5 - - - - Marietta (39° 25′ N.B.) 8.00, 9.35. 5.17

4 jährige Beobachtungen geben in New York 10.81, 14.07. 7.32

4 - - - St. Johns auf Newfoundland 13.62, 16.09 9.57

woraus hervorgeht, wie schnell hier die Veränderungen mit der Breite zunehmen.

den nördlichen Theil der pyrenäischen Halbinsel und steigt fort bis in das Innere von Asien.

6. Die Linie von 10‴ schneidet die Ostküste Amerikas in der Nähe von Boston, trifft die Westküste Europas nördlich von der Mündung der Loire, steigt nnn nördlicher nnd erreicht ihren nördlichen Scheitel in der Nähe von Krasnojarsk in Sibirien, worauf sie sich südlich senkt.
7. Die Linie von 12‴ schneidet die Ostküste Amerikas in der Nähe von Neu Braunschweig, erreicht die Weskuste Europas in der Nähe von London, geht durch den südlichen Theil von Schweden, dann zwischen Novgorod und Petersburg hindurch, nnd erreicht bei dem Kap Teimura das Eismeer. Im Innern von Amerika läuft diese Linie mehrere Grade nördlich von Fort Churchil fort, senkt sich bei ihrem weiteren Verlanf nach Westen gegen Süden, scheint mehrere Grade nördlich von Sitcha fortzugehen und sich dann schnell bis südlich von Unalaschka zu senken.
8. Die Linie von 14‴ geht dnrch den südlichen Theil von Labrador, den nördlichen von Schottland, das südliche Norwegen, läuft nördlich von Umeo fort und geht dann schnell nach Norden.
9. Die isobarometrischen Linien theilen sich in hohen Breiten in zwei getrennte Aeste, deren Centra anf die zwischen den Continenten liegenden Meere fallen.
10. Auf der südlichen Erdhälfte scheinen nnter gleicher Breite die Schwankungen gleich denen anf der nördlichen, aber über Neuholland grösser als über Südafrika.

Wenn man, wie ich glaube, es als eine angemessene Darstellungsweise ansehen kann, in der gemässigten und kalten Zone die Punkte zu verbinden, an welchen das Barometer in monatlichen Mitteln um gleich viel schwankt, so scheint mir doch die Aufnahme der heissen Zone in diese Betrachtung nicht in der Natur begründet, da die Verhältnisse derselben so durchaus verschieden von denen der gemässigten Zone sind. Abgesehen nämlich von der periodischen Schwankung innerhalb der jährlichen Periode, welche wie wir oben gesehen haben, sehr bedeutend ist, wird die tropische Atmosphäre momentan so aufgeregt, dass das dann beobachtete Fallen des Quecksilbers in gar keinem Verhältniss zu den anderweitigen Bewegungen desselben steht. Dieses Fallen beschränkt

sich aber nicht auf die Gegend der Moussons. Am 2ten August 1837 sank das Barometer im Hafen von Portorico während des Orkans auf als 28.″0 e., am 21. September 1819 auf St. Thomas 13 Linien, am 2. August 1837 im Moment der Windstille im Centrum des Sturms endlich bis auf 316.‴ von 337‴, also 21 Linien. Grösser sind aber kaum die Veränderungen bei den Tyfoons des Chinesischen Meers. Denn am 6. März 1836, wo das Centrum des Orkanes über Port Louis auf Mauritius ging, betrug auf dem Observatorium das Fallen 19 Linien, am 5. August 1835 während des Tyfoons in Macao 18 Linien, am 3. August 1832 eben so viel in Canton. Nun wissen wir aber, dass diese Stürme an bestimmten Orten des atlantischen Oceans in der Nähe der westindischen Inseln entstehen, dass man hingegen in nicht sehr bedeutenden Entfernungen davon sie nicht kennt. Soll man nun diese bedeutenten barometrischen Veränderungen bei der Zeichnung der isobarometrischen Linien mit berücksichtigen, und durch ihr Ansehen diesen Linien eine sehr verwickelte Gestalt geben, oder soll man sie ganz von der Beobachtung ausschliessen? Beides scheint gewagt. Die Behauptung wenigstens, dass nach Elimination der täglichen und jährlichen periodischen Veränderungen, die Veränderungen kaum eine Linie betragen würden, bleibt wie wir gesehen haben, um das zwanzigfache von der Wahrheit zurück.

Die Unterschiede jährlicher Mittel betragen nach Mahlmann (Bericht der geogr. Ges. von Berlin) nirgends 3 Linien.

Tägliche Veränderungen des Barometers.

Man kann bei der Untersuchung derselben zwei verschiedene Gesichtspunkte geltend machen, entweder nämlich die Erscheinung als ein empirisches Factum ansehn, und seine Abhängigkeit von Ort und Zeit festzustellen suchen, oder man kann unmittelbar sich die Frage zu beantworten suchen, warum der atmosphärische Druck sich innerhalb der täglichen Periode so verändert, dass er zwei Maxima und zwei Minima erreicht. Den letzten Gesichtspunkt habe ich geltend gemacht, indem ich nachzuweisen gesucht habe, dass die barometrischen täglichen Veränderungen der Unterschied zweier einen viel einfacheren Gang zeigender Veränderungen seien, nämlich des Druckes der trocknen Luft und der Elasticität der ihr beigemengten Wasserdämpfe, welche in den einfachsten Verhältnissen eine vier und zwanzigstündige Periode befolgen, bei

ihrer Interferenz aber eine zwölfstündige Periode befolgen. Bei sehr lebhaften Courant ascendant und besonders entfernt vom Meere, kann aber die Wasserdampfcurve eine Einbiegung erhalten, durch welche ihr einziger Scheitel in zwei getrennte Scheitel sich verwandelt, und es ist möglich, dass auch die Curve der trockenen Luft unter gewissen Biegungen ähnliche Modificationen zeige. Daraus folgt unmittelbar, dass die tägliche Oscillation auf dem Meere und an den Küsten geringer sein muss, als entfernt von derselben, und dass die Aenderung der Grösse der täglichen Oscillation vom Winter zum Sommer hin nicht so gross sein wird, als man nach der Aenderung der täglichen Wärmeoscillationen vermuthen sollte, weil die beiden Grössen ziemlich gleichmässig wachsen, deren Differenz eben die barometrischen Oscillationen sind. Ist diese Ansicht die richtige, so ist wenig Aussicht vorhanden, dass die blos empirische Feststellung der Facta in diesem Gebiete zu einfachen Resultaten führen werde. Die vollständigste Arbeit, welche den letzten Zweck vor Augen hat, ist von Kämtz. In Beziehung auf die Anstellung der Beobachtungen giebt er folgende Regeln:

1. Die Weite der Barometerröhren hat weder auf die Wendestunden noch auf die Grösse der täglichen Variationen den geringsten Einfluss, wofern nur das Instrument vor jeder Beobachtung etwas erschüttert wird, um die Trägheit in Folge der Adhäsion zu überwinden.
2. Sollen die Barometerbeobachtungen brauchbare Resultate liefern, so muss das Instrument in einem Raume hängen, dessen Temperatur sich im Laufe des Tages so wenig als möglich ändert.
3. Aendert sich die Temperatur des Raumes, so eilt das Thermometer am Barometer in seinen Angaben dem letztern voraus, und man erhält einen zu tiefen und zu hohen Stand, je nachdem jene steigt oder sinkt.
4. Steigt die Temparatur sehr schnell zur Zeit des Maximums, so tritt dieser Moment früher ein, als bei einem Instrument, welches in einem Raum hängt, dessen Temperatur gleichförmig ist. Diess muss sich bei den Barometern mit weiten Röhren weit auffallender zeigen, als bei denen mit engen Röhren.
5. Wenn die Temperatur sich in Zeit von einer oder zwei Stunden um mehrere Grade ändert, so kann es geschehen, dass das Thermometer dem Barometer um 1°R. vorauseilt, man be-

geht also bei der Reduction einen Fehler von 0.07, was etwas mehr als $\frac{1}{8}$ der ganzen in unseren Gegenden beobachteten Veränderung ist.

Einfluss der Jahreszeiten auf die täglichen Variationen.

Vermittelst des von Hällström angewendeten Verfahrens, hat Kämtz für mehrere Orten, an welchen täglich mehrfach beobachtet worden war, den Gang des Barometers bestimmt, und aus der die Beobachtungen darstellenden Formel die Zeiten der Extreme in den verschiedenen Monaten abgeleitet. Die Orte und Beobachtungsstunden sind folgende:

Mailand 1835 — 1838. h. 6. 9. 12. 3. 6. 9. 12.

Kremsmünster Nov. 1833 — Dec. 1838 und zwar bis Ende 1837 4. 6. 9. 10. 12. 3. 4. 6. 10. später 7. 9. 11. 12. 3. 4. 6. 1. 3. 5. 9. obs. Koller.

Dresden 1828 — 1832 h. 6. 9. 12. 3. 6. 9. obs. Lohrmann.

Berlin 1828 — 1838 h. 5. 8. 12. 2. 6. 10.

Halle 1827 — 1839 von 6 Morgens bis 10 Ab. stündlich aber mit Unterbrechungen.

Nennt man mittlere Oscillation den Unterschied des Mittels der beiden Maxima, und Minima so erhält man folgende Werthe in den Monaten für die Grösse der mittleren Oscillation und für die Zeitpunkte der Extreme.

Mittlere Oscillation.

	Mailand	Kremsm.	Halle	Dresden	Berlin	Mittel
Januar	0.305	0.229	0.188	0.175	0.172	0.214
Februar	0.319	0.251	0.208	0.192	0.178	0.230
März	0.334	0.287	0.230	0.225	0.192	0.254
April	0.351	0.304	0.243	0.252	0.209	0.272
Mai	0.372	0.293	0.247	0.259	0.220	0.278
Juni	0.392	0.273	0.249	0.253	0.220	0.277
Juli	0.401	0.271	0.252	0.251	0.211	0.277
August	0.392	0.294	0.252	0.259	0.203	0.280
September	0.365	0.318	0.243	0.267	0.196	0.278
October	0.331	0.316	0.222	0.256	0.190	0.263
November	0.305	0.282	0.197	0.225	0.183	0.238
December	0.297	0.242	0.183	0.190	0.176	0.218

Zeit des 1. Minimums.

	Mailand	Kremsm.	Halle	Dresden	Berlin	Mittel
	h	h	h	h	h	h
Januar	3.40	3.33	2.79	2.81	2.71	3.01
Februar	3.69	3.84	3.09	3.53	3.24	3.48
März	4.15	4.29	3.69	4.28	4.00	4.08
April	4.66	4.56	4.37	4.88	4.70	4.63
Mai	5.19	4.77	4.90	5.27	5.13	5.05
Juni	5.58	5.06	5.18	5.49	5.27	5.32
Juli	5.73	5.33	5.20	5.48	5.17	5.38
August	5.47	5.34	4.99	5.11	4.86	5.15
September	4.92	4.89	4.58	4.35	4.34	4.62
October	4.20	4.10	4.00	3.41	3.67	3.88
November	3.64	3.37	3.37	2.67	3.00	3.21
December	3.34	3 10	2.90	2.44	2.62	2.88

Zeit des 1. Maximums.

	Mailand	Kremsm.	Halle	Dresden	Berlin	Mittel
	h	h	h	h	h	h
Januar	10.20	9.17	9.78	9.22	9.62	9.60
Februar	9.95	10.08	9.71	9.83	9 62	9.84
März	10.16	10.64	9.87	10.14	9.83	10.13
April	10.75	10.62	10.25	10.38	10.25	10.45
Mai	11.34	10.37	10.70	10.61	10.70	10.74
Juni	11.53	10.41	10.97	10.95	10.96	10.96
Juli	11.26	10.80	10.94	11.15	10.91	11.01
August	10.86	11.11	10.68	10.87	10.62	10.83
September	10.66	10.79	10.38	10.13	10.27	10.45
October	10.72	9.85	10.18	9.14	9.92	9.96
November	10.78	8.89	10.06	8.57	9.84	9.63
December	10.59	8.61	9.93	8.66	9.72	9.50

Zeit des 2. Minimums.

	Mailand	Kremsm.	Halle	Dresden	Berlin	Mittel
	h	h	h	h	h	h
Januar	16.82	16.57	16.93	16.91	16.54	16.75
Februar	16.72	16.19	16.36	16.35	15.86	16.30
März	16.38	15.37	15.75	15.54	15.28	15.66
April	16.01	14.51	15.30	14.89	14.99	15.14
Mai	15.46	13.98	15 10	14.65	14.92	14.82
Juni	14.97	13.85	14.99	14.77	14.89	14.69
Juli	14.84	13.99	14.95	15 04	14.90	14.14
August	15 08	14.22	15.10	15.30	15.09	14.96
September	15 68	14.54	15.54	15.59	15.58	15.39
October	16.17	15.05	16.23	16.03	16.29	15.95
November	16 60	15.73	16.88	16.75	16.86	16.53
December	16.84	16.76	17.16	16.96	17.97	16.94

Zeit des 2. Maximums.

	Mailand	Kremsm.	Halle	Dresden	Berlin	Mittel
	h	h	h	h	h	
Januar	21.94	21.99	21.82	21.92	21.63	21.86
Februar	21.14	21.72	21.88	21.86	21.34	21.79
März	22.05	21.25	21.97	21.64	21.02	21.59
April	21.59	20.80	21.73	21.18	20.68	21.20
Mai	20.99	20.57	21.17	20.63	20.43	20.76
Juni	20.75	20.65	20.63	20.29	20.41	20.55
Juli	20.96	20.92	20.56	20.40	20.67	20.70
August	21.44	21.22	21.01	20.90	21.16	21.15
September	21.82	21.45	21.76	21.50	21.66	21.64
October	21.88	21.64	22.22	21.90	21.97	21.92
November	21.79	21.84	22.23	22.01	22.03	21.98
December	21.74	22.00	21.97	21.96	21.88	21.98

Diesen Werthen füge ich die directen stündlichen Werthe derjenigen Beobachtungen hinzu, welche auf Veranlassung der British Association in Plymouth angestellt worden sind. (Report. f. 1839)

Die Zahlen 29″e +		1837	1838	1839	Mittel
Vormittag	1	0.8719	0.7565	0.7768	0.8017
	2	0.8696	0.7547	0.7735	0.7993
	3	0.8626	0.7518	0.7688	0.7944
	4	0.8608	0.7507	0.7670	9.7928
	5	0.8606	0.7507	0.7670	0.7928
	6	0.8619	0.7552	0.7710	0.7960
	7	0.8666	0.7585	0.7755	0.8002
	8	0.8706	0.7615	0.7772	1.8032
	9	0.8717	0.7637	0.7790	0.8048
	10	0.8732	0.7645	0.7807	0.8061
	11	0 8720	0.7627	0.7788	0.8045
	12	0.8663	0.7587	0.7755	0.8002
Nachm.	1	0.8627	0.7540	0.7705	0.7957
	2	0.8580	0.7517	0.7670	0.7922
	3	0.8567	0.7500	0.7657	0.7908
	4	0 8558	0.7475	0.7652	0.7895
	5	0.8597	0.7532	0.7685	0.7938
	6	0.8629	0.7557	0.7725	0.7970
	7	0.8679	0.6610	0.7770	0.8019
	8	0.8740	0.7645	0.7798	0.8061
	9	0.8779	0.7672	0.7832	0.8094
	10	0.8792	0.7665	0.7840	0.8099
	11	0.8790	0.7665	0.7822	0.8092
	12	0.8783	0.7639	0.7775	0.8065
Mittel		0.8675	0.7579	0.7743	0.7999

		Frühl.	Sommer	Herbst	Winter	Jahr
Vorm.	1	29.824	29.835	29.743	29.803	+0.0018
	2	.820	.830	.741	.803	—0.0006
	3	.814	.829	.739	.799	+0.0055
	4	.814	.825	.737	.795	—0.0071
	5	.814	.824	.738	.794	—0.0071
	6	.820	.826	.740	.798	—0 0039
	7	.824	.831	.745	.801	+0.0003
	8	.824	.832	.740	.808	+0.0032
	9	.826	.831	.752	.810	+0.0049
	10	.826	.834	.750	.813	+0.0062
	11	.826	.831	.748	.810	+0.0046
	12	.823	.833	.744	.801	+0.0003
Nachm.	1	.821	.831	.739	.792	—0.0042
	2	.819	.830	.733	.787	—000.77
	3	.815	.828	.733	.783	—0.0091
	4	.814	.825	.732	.787	—0.0104
	5	.816	.825	.739	.794	—0.0061
	6	.818	.827	.744	.799	—0.0029
	7	.825	.829	.749	.805	+0.0020
	8	.832	.835	.752	.807	+0.0062
	9	.836	.839	.754	.808	+0.0095
	10	.836	.841	.753	.809	+0 0100
	11	.834	.841	.752	.810	+0 0093
	12	.842	.836	.751	.810	+0.0066
Mittel		.823	.831	.744	.801	29.7999

Ausserdem besitzen wir auf dem Continent einen Ort, für welchen stündliche Beobachtungen ein Jahr lang angestellt sind, nämlich Salzuflen. Die folgende Tafel enthält diese durch R. Brandes und W. Brandes veranlassten Beobachtungen*), bis Juli von Stunde zu Stunde, von da an die Nächte abwechselnd zu Beobachtungen benutzt.

*) Ueber den stündlichen Gang des Barometers im Jahre 1828 zu Salzuflen in Lemgo. 1832. 8.

Salzuften.

	Jan	Feb.	März	Apr.	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	Jahr
Vormittag 1	337.36	334.86	334.32	334.04	334.87	336.14	333.33	334.67	336 31	337.20	336.14	336.95	335.51
2	7.37	4.89	4.23	3.93	4.83	6.11	3.28	4.60	6.28	7.14	6.12	6.91	5.47
3	7.30	4.79	4.20	3.90	4.77	6.08	3.17	4.50	6.23	7.04	6.12	6 89	5.42
4	7.28	4.77	4.18	3.89	4.73	6.06	3.14	4.46	6.18	7.01	6.10	6 87	5.39
5	7.23	4.75	4.18	3.99	4.89	6.22	3.20	4.57	6.30	7.10	6.08	6.86	5.45
6	7.21	4.73	4.29	4.12	4 94	6.37	3.30	4.66	6.33	7.24	6.20	6.84	5.52
7	7.28	4.75	4.36	4.17	4 96	6.38	3.31	4.69	6.40	7.31	6.27	6.91	5.56
8	7.33	4.87	4.46	4.22	5.01	6.43	3.35	4.68	6.48	7.42	6.41	6.98	5.64
9	7.47	4.96	4.49	4.23	5.06	6.45	3.37	4.72	6.45	7.48	6.44	7.10	5.68
10	7.57	4.98	4.49	4.24	5.04	6.39	3.38	4.71	6.56	7.47	6.46	7.13	5.70
11	7.58	5.00	4.50	4.26	4.96	6.36	3.33	4.71	6.52	7.46	6.45	7.12	5.69
11	7.56	4.93	4.45	4.20	4.92	6.30	3.30	4.68	6.46	7.42	6.33	6.99	5.63
Nachm. 1	7.40	4.87	4 39	4.17	4.90	6.25	3 23	4.63	6.35	7.33	6.28	6.92	5.56
2	7.33	4.81	4.36	4.14	4.82	6.16	3.23	4.60	6.25	7.24	6.22	6.88	5.50
3	7.42	4.76	4.32	4.07	4.73	6.09	3.23	4.55	6.20	7.20	6.18	6.89	5.47
4	7.44	4.79	4.28	4.04	4.66	6.03	3.20	4.52	6.17	7.13	6.16	6.91	5.44
5	7.50	4.75	4.25	4.03	4.63	6.03	3 17	4.51	6.15	7.16	6.16	6.95	5.44
6	7.54	4.83	4.28	4.04	4.61	6.07	3.13	4.58	6.14	7.22	6.18	6.98	5.46
7	7.54	4.79	4.36	4.10	4.67	6.09	3.21	4.58	6.18	7.23	6.20	6.99	5.49
8	7.54	4.89	4.37	4.15	4.73	6.12	3.24	4.70	6.22	7.30	6.22	6.99	5.54
9	7.55	4.84	4.42	4.16	4.76	6.18	3.30	4.74	6.27	7.34	6.23	7.01	5.57
10	7.58	4.92	4.44	4.20	4.80	6.27	3.39	4.77	6.31	7.37	6.23	7.01	5.61
11	7.52	4.88	4.42	4.16	4.78	6.29	3.45	4.70	6.30	7.34	6.16	6.99	5.58
12	7.40	4.91	4.41	4.04	4.78	6.19	3.43	4.70	6.25	7.38	6.98	6.99	5.53
Mittel	337.43	334.84	334.35	334.10	334.85	336.21	333.28	334.68	336.30	337.27	336.21	336.95	335.54

Aus diesen Beobachtungen hat Herr Niemann vermittelst der Besselschen Formel folgende Werthe der Extreme und die Zeit in welcher sie eintreten, berechnet, wo die Barometerhöhen 330‴+ der Zahl der Tafel sind.

Eintrittszeit der Extreme.

	Vormittag.		Nachmittag.	
	Min.	Max.	Min.	Max.
Januar	5h 22′	10h 48′	2h 42′	7 38′
Februar	5 20	10 30	3 50	11 54
März	3 48	9 54	4 48	10 15
April	2 58	9 36	5 5	9 42
Mai	2 35	9 22	5 48	11 36
Juni	2 40	8 30	5 30	10 27
Juli	3 58	8 45	5 55	11 12
August	3 30	9 12	4 48	10 15
Septbr.	3 25	9 54	5 2	11 12
October	3 36	9 54	4 48	10 10
Novbr.	2 25	10 5	3 52	7 36
Decbr.	4 54	10	9 48	7 30
Jahr	3 42	10 2	4 30	10 15

Grösse der Extreme.

	Vormittag.		Nachmittag.		
	Min.	Max.	Min.	Max.	Unt.
Januar	7.214	5.557	7.382	7.583	0.369
Februar	4.733	4.989	4.762	4.907	0.256
März	4.173	3.504	4.273	4.442	0.331
April	3.898	4.246	4.027	4.186	0.348
Mai	4.794	5.037	4.638	4.822	0.399
Juni	6.079	6.443	6.028	6.254	0.414
Juli	3.167	3.383	3.160	3.434	0.273
August	4.520	4.720	4.511	4.763	0.252
Septbr.	6.236	6.524	6.139	6.295	0.385
October	7.047	7.494	7.161	7.376	0.447
Novbr.	6.074	6.454	6.137	6.210	0.379
Decbr.	6.825	7.094	6.867	6.996	0.270
Jahr	5.415	5.698	5.443	5.588	0.283

Da aus sämmtlichen Beobachtungen hervorgeht, dass das Maximum am Morgen und das Minimum Nachmittags im Sommer weiter vom Mittag entfernt sind, als im Winter, so hat Kämtz die Tage berechnet, an welche diese Verschiebung am grössten ist, und findet dafür folgende Werthe.

			Verschiebung der Zeit der Extreme
Mailand	22. Januar	16. Juni	1.85 St.
Kremsmünster	18. Decemb.	5. Juli	2.25 -
Halle	25. Decemb.	1. Juli	1.93 -
Dresden	7. -	21. Juni	2.46 -
Berlin	14. -	16. -	1.96 -
Mittel	23. Dec.	24. Januar	

Die Grösse der Verschiebung als abhängig von der Breite l in Stunden $d\varphi$ genannt, giebt

$$d\varphi = 3.293 - 2.722 \cos^2 l$$

also für den Aequator 0,57

Abnahme der Veränderung mit der Höhe.

Da der Courant ascendant einer höhern Station aus der Tiefe Luft zuführt und dadurch theilweise das ersetzt, was in noch höhern Schichten durch die Wirkung des Courant ascendant seitlich abfliesst, so hat es geringeres Interesse, die Gestalt der barometrischen Curven an der höhern Station zu bestimmen, als vielmehr zur Zeit des an der untern Station eintretenden Extrem oben die Barometerstände mit einander zu vergleichen.

Kämtz findet auf diese Weise für die mittlerere Oscillation: darunter also für die untere Station den Unterschied der mittleren Maxima und Minima, für die obere Station den Unterschied der mit diesen gleichzeitigen Beobachtungen verstanden, die Zahlen der folgenden Tafel, durch welche der oft erneuerte Streit über das Umkehren der täglichen barometrischen Veränderung in der Höhe auf seine bedingenden Elemente näher zurückgeführt wird.

Zeit	unt. Stat.	Osc.	ob. Stat.	Osc.
1) Juni	Zürich	0.826	Rigi	0.105
2) Juli	Zürich	0.2895		
	Basel	0.287	Rigi	0.1005
	Bern	0.2895		
3) Januar	Zürich	0.305	Rigi	0.1595
4) Sept.	Zürich	0.396	Faulhorn	0.119
	Genf	0.401		
5)	Zürich	0.3005		
	Bern	0.257		
	Basel	0.302		
	Genf	0.3055		
	Mittel	0.2913	Faulhorn	0.079

Aeltere Beobachtungen von Saussure geben auf dieselbe Weise berechnet eine vollständige Umkehrung des Phänomens, nämlich:

in Genf die mittlere Oscillation = 0.276
in Chamouni - - = 0.367
auf den Col du Geant - - = — 0.023

Die von Buchwalder auf den Säntis in Appenzell vom 29. Juni bis 5. Juli angestellten Beobachtungen geben:

in Zürich = 0.313
auf dem Säntis = 0.0553

Nennt man Δ die mittlere Oscillation am Meere, b die Grösse um welche das Barometer an der höhern Station niedriger steht, Δ_b die tägliche Oscillation dieses mittleren Druckes, und a eine zu bestimmende Constante in der Gleichung.

$$\Delta_b = \Delta - ab$$

so erhält man nach Kämtz für a folgende Werthe:

---

1) Eschmann beobachtete v. 2. bis 17. Januar 1827 auf dem Rigi Kämtz v. 28. Mai bis Juni 1832,
2) Beobachter Kämtz 23. Juni bis 19. Juli 1833 a. d. Rigi
3) — Eschmann 22. Jan. — 1. Febr. 1827 a. d. Rigi.
4) — Kämtz 11. Sept. — 5. Oct. 1832. a. d. Faulhorn.
5) — Kämtz 11. Aug. — 24. Sept. 1833 a. d. Faulhorn.

Höhe des Faulhorn über Zürich = 6867 Fuss.
Höhe des Rigi über Zürich = 4288 Fuss.
Die Beobachter unten waren Horner, Merian, Trechsel, Gautier.

1.	Rigi 1833	$a = 0.003986$
2.	Faulhorn 1832	$a = 0.003674$
3.	Faulhorn 1833	$a = 0.002758$
4.	Rigi im Winter	$a = 0{,}002856$
5.	Col du Geant	$a = 0.003729$
6.	Säntis	$a = 0.0036286$
	Schweiz	$a = 0.0034752$
mit Ausschluss von 3. u. 4.		$a = 0.0037425$
	Sachsen	$a = 0.003628$
	Aequator	$a = 0.002441$
	Mittel	$a = 0.00341$

wo die Bestimmungen für Sachsen erhalten sind aus den Beobachtungen in Halle, Dresden, Jena, Prag, Zittau, Gotha, Freiburg, Altenberg, die für den Aequator aus den Beobachtungen von Callao, Lima, Payta, Popayan, Jhague, Bogota, Cumana, Caracas, la Guayra, Quito, Antisana.

also $\Delta = \Delta_b + 0.00341\ (337.'''5 - b)$

als Reductionsformel der an einem Ort beobachteten Oscillation auf das Meeresniveau. Aus dieser Beobachtung geht ausserdem noch hervor, dass das Barometer am Aequator auf 200‴ sinken muss, um in der Höhe eine wirkliche Umkehrung der täglichen Veränderung zu zeigen.

Abhängigkeit der täglichen barometrischen Veränderung von der geographischen Breite.

Die dafür gegebenen Formeln sind folgende:

1. Hällström $s = 2.341 - 0.7723 \sin. l. - 1.5836 \sin.^2 l$ (Ann. d. Phys. 84. p. 150.) wo s in Millimetern den Unterschied zwischen dem grössern Maximum und kleinern Minimum bezeichnet.
2. Kämtz $\Delta_l = -0'''.1491 + 1'''0028 \cos^2 l$ (Meteorl. II. p. 278) wo Δ_l die mittlere Oscillation unter der Breite l bezeichnet.
3. Forbes $z = 3.031 \cos \frac{5}{2} l - 0.381$ Millimeter (Edinb. Trans. XII. p. 180.) oder

$$z = 0.1193 \cos. \tfrac{5}{2} l - 0.0150 \text{ Engl. Zoll.}$$

wo z der Unterschied zwischen 10 Uhr Morgens und 4 Uhr Abends. Nach dieser Formel wird die Aequatorialveränderung 2.650 Millimeter, die unter der Breite von 64°8′ Null und

in höherer Breite umgekehrt, die mittlere Oscillation für die Fläche der nördlichen Erdhälfte aber = 1.45.

4. Kämtz $\Delta 1 = -0.'''2451 + 1.2126 \cos^2 1 - 0.002874\ B$,

In dieser Formel bezeichnet B die Anzahl Linien, um welche das barometrische Mittel des Beobachtungsortes unter 337'''5 steht, welches als mittlerer Stand des Barometers am Meere angenommen wird. Die Coeficienten Δ, C, A in der Gleichung

$$\Delta 1 = \Delta + C \cos^2 1 + A\ B$$

sind aus der in der folgenden Tafel unter der Rubrik „beobachtet" enthaltenen Grösse bestimmt, und die nach der Formel berechneten hinzugefügt.

Mittlere Oscillation.

	Breite	B	beob.	berechn.	Unt.	red.
Grosser Ocean	0	0	0.756	0.967	+0.211	0.756
Quito	−0°13′	92	0.655	0.703	+0.048	0.969
Antisana	−0 33	129	0 557	0.597	+0 040	0.997
Popayan	2 26	64	0.850	0.782	−0.068	1.067
Ibague	4 28	45	0.851	0.831	−0.020	1.006
St. Fé de Bogota	4 36	89	0.889	0.704	−0.185	1.191
Payta	−5 6	1	0.921	0.955	+0.034	0.921
Sierra Leone	8 30	3	0.685	0.942	+0.257	0.696
Cumana	10 28	2	0.789	0 947	+0 158	0.797
Caracas	10 31	35	0.960	0 852	−0.108	1.080
la Guayra	10 36	1	0.839	0.949	+0.110	0.842
Lima	-12 3	9	0.202	0 913	−0 289	1.232
Callao	-12 3	1	0.814	0.937	+0 123	0.815
Madras	13 4	2	0 625	0.925	+0.300	0 628
Chittledroog	14 11	29	0.733	0.837	+0.104	0.799
Grosser Ocean	16 0	0	0.688	0.901	+0.213	0.688
Taiti	-17 29	0	0.729	0.883	+0.154	0.729
Grosser Ocean	-18 0	0	0.641	0.877	+0.236	0.641
Mexico	19 26	79	0.704	0.606	−0.098	0.973
Calcutta	22 35	1	0.815	0.786	−0.029	0.819
Rio Janeiro	-22 54	0	0.754	0.784	+0.030	0.754
Cairo	30 2	2	0.683	0.658	−0.025	0 689
Rom	41 54	2	0.435	0.421	−0.014	0.442
Viviers	44 29	3	0.372	0.363	−0.009	0.381
Padua	45 24	2	0 214	0.347	+0.133	0.227
Mailand	45 28	4	0.333	0.340	+0.007	0.347
Clermont	45 47	15	0.346	0.302	−0.042	0.362
Chur	46 51	22	0.316	0.259	−0 057	0.392
Basel	47 34	10	0.373	0.278	−0.095	0.407
Kremsmünster	48 3	13	0.255	0.259	+0.004	
München	48 8	19	0.213	0.240	+0.027	
Paris	48 50	2	0.242	0.275	+0.033	0.249

	Breite	B	beob.	berechn.	Unt.	red.
Heidelberg	49°25′	2	0.288	0.262	—0.026	0.279
Mannheim	49 29	2	0.255	0.261	+0.006	0.271
Cracau	50 4	8	0.131	0.231	+0.100	0.160
Prag	50 5	8	0.227	0 231	+0.004	0.253
Frankfurt	50 8	4	0.316	0.242	—0.072	0.329
Wetzlar	50 32	8	0.174	0.222	+0.048	0.201
Altenberg	50 45	29	0.146	0.157	+0.011	0.245
Brüssel	50 50	2	0 355	0.233	—0.122	0.361
Arnstadt	50 52	12	0.296	0.204	—0.092	0.335
Zittau	50 55	10	0.199	0.209	+0.010	0.231
Freiberg	50 56	15	0.135	0.194	+0.059	0.188
Jena	50 56	5	0.241	0.222	—0.019	0.259
Gotha	50 56	14	0.199	0.196	—0.003	0.245
Dresden	51 7	7	0.209	0.213	+0.004	0.235
Halle	51 29	4	0.209	0.214	+0.005	0.221
Münster	51 58	3	0.189	0.207	+0.018	0.199
Berlin	52 33	1	0.196	0.200	+0.004	0.156
Port Famine	-53 38	0	0.152	0.181	+0.029	0.152
Danzig	54 21	1	0.130	0.164	+0.034	0.133
Königsberg	54 42	0	0.084	0.159	+0.075	0.084
Apenrade	55 3	0	0.159	0.153	—0.006	0.163
Kasan	55 48	1	0.052	0.135	+0.083	0.057
Edinburgh	55 55	6	0.092	0.118	+0.026	0.114
Catharienburg	56 50	10	0.078	0.090	+0.012	
Christiania	59 55	0	0.230	0.060	+0.170	0.230
Petersburg	59 56	0	0.059	0.059	0	0.063
Abo	60 27	0	0.113	0.050	—0.083	0.114

Bestimmt man aus der gegebenen Formel, in welcher 0‴9576 die Oscillation am Aequator wird, die Breiten, unter welchen sie nach einander um 0‴05 sich ändert, so erhält man

Δt	l	Δt	l
0.95	6°54	0.35	45°32′
0.90	13 39	0.30	47 54
0.85	18 8	0.25	50 17
0.80	21 49	0.20	52 42
0.75	25 3	0.15	55 12
0.70	29 14	0.10	57 45
0.65	30 47	0.05	60 26
0.60	33 24	0	63 16
0.55	35 56	—0.05	66 21
0.50	38 23	—0.10	69 46
0.45	40 47	—0.15	73 44
0.50	43 10	—0.20	78 53

Reducirt man hingegen alle Beobachtungen vermittelst des Werthes A=0.00341 auf das Niveau des Meeres, und stellt die so reducirten (in der vorigen Tafel die letzte Columne) Barometerstände als Function der Breite dar, so erhält man nach Kämtz:

$$\Delta b = -0.'''2762 + 1.'''2877 \cos^2 l$$

und daraus folgende Breiten für die Verminderung der Oscillation um 0.05.

Δl	l	Δl	l
1.00	5°26′	0.35	45°47′
0.95	12 38	0.30	48 1
0.90	17 52	0.25	50 16
0.85	20 45	0.20	52 33
0.80	23 55	0.15	54 33
0.75	26 47	0.10	57 17
0.70	29 28	0.05	59 47
0.65	32 0	0.	62 26
0.60	34 26	—0.05	65 13
0.55	36 46	—0.10	68 17
0.50	39 4	—0.15	71 45
0.45	41 20	—0.20	75 55
0.40	43 34	—0.25	81 48

Einfluss der Wasserdämpfe auf die tägliche Veränderung.

Was aber den Antheil anbetrifft, welchen die Elasticität der der trockenen Luft beigemengten Dämpfe auf die Grösse und den Gang der täglichen Oscillation äussert, so sieht man unmittelbar ein, dass er sehr verschieden ausfallen wird, je nachdem der Beobachtungsort in der Nähe des Meeres oder fern von demselben gelegen ist. Für einen Ort der ersten Art habe ich durch Berechnung der Appenrader Beobachtungen gezeigt, dass die Curve der Elasticität des Wasserdampfes im jährlichen Mittel gar keine Einbiegung zeigt, sondern ununterbrochen von der Kältesten Stunde des Tages nach der wärmsten hin steigt, und von dieser an eben so ununterbrochen abnimmt, und dass, wenn man die Aenderungen des Druckes der trockenen Luft daraus berechnet, diese das Morgenmaximum verlieren, und ebenfalls nur eine vierundzwanzigstündige, keine zwölfstündige Periode befolgen. Die Beobachtungen von Petersburg und von Plymouth haben dies Resultat seitdem bestätigt. An Orten hingegen, welche fern vom Meere liegen, wo also kein bei Tage eintretender Seewind das ergänzen

kann, was der Courant ascendant den untern Schichten an Feuchtigkeit entführt, wird die Curve der Elasticität des Wasserdampfes sich immer der Curve des Druckes der trockenen Luft anschliessen, indem beide nach der wärmeren Tageszeit hin sich senken, da sowohl trockene Luft als Wasserdämpfe durch den aufsteigenden Luftstrom in die Höhe geführt werden, oder seitlich abfliessen. Es wird also hier eine Sonderung beider Atmosphären für die Beobachtungen unwesentlich sein, da beide denselben Bedingungen unterworfen sind. Man hat für einen Ort des continentalen Climas daher zu erwarten, dass das Maximum am Morgen für die ganze Atmosphäre wegfallen wird, wie es bei Orten in der Nähe der See nur für den von der Elasticität des Wasserdampfes gesonderten Druck der Luft stattfindet, und wirklich bestätigt dies auch vollkommen eine Vergleichung dreijähriger in Petersburgurg und Catharinenburg angestellter Beobachtungen. Aus denselben ergiebt sich nämlich in halben englischen Linien

Petersburg.

	Atmospbäre	El. d. Dampf.	trockne Luft
8	598.77	4.57	594.20
10	598.84	4.64	594.20
12	598.83	4.67	594.16
2	598.75	4.65	594.10
4	598.69	4.60	594.09
6	598.66	4.57	594.09
8	598.66	4.57	594.09
10	598.66	4.51	594.15

Catharinenburg.

	Atmosphäre	El. d. Dampf.	trockne Luft
8	581.20	3.71	577.49
10	581.18	3.63	577.55
12	581.11	3.55	577.56
2	581.00	3.51	577.49
4	580.99	3.51	577.48
6	581.01	3.57	577.44
8	581.10	3.68	577.42
10	581.16	3.69	577.47

In dem Résumé der Beobachtungen von Plymouth sind nur die Mittel der directen Abweichungen des Psychometers angegeben, nicht die Mittel der aus denselben berechneten Elasticitäten. Obgleich die Elasticitäten, welche aus der mittleren Differenz des trockenen und nassen Thermometer abgeleitet werden können, sich wohl nicht bedeutend von dem Mittel der einzeln berechneter Elasticitäten unterscheiden werden, so ist doch zu erwarten, dass auch diese bekannt gemacht worden werden, da bei so geringen Grössen es nicht auf annnäherungsweise sondern auf absolut richtige Zahlen ankommt. Sie entsprechen den Apenrader Beobachtungen.

Uebereinstimmend hiermit, geben die barometrische Beobachtungen in Barnoul und Slatust ebenfalls kein Maximum des Morgens, nämlich:

	Barnoul	Slatust
8	593.02	574.02
10	593.01	574.00
12	593.01	573.91
2	592.92	573.79
4	592.89	573.28
6	592.82	573.38
8	592.92	573.92
10	592.98	573.91
Mittel	592.96	573.90

Liegt in dem Verhalten des Wasserdampfes daher ein Erklärungsgrund für die Erscheinung, dass die tägliche Oscillation entfernt von den Küsten nicht nur grösser wird als in der Nähe derselben, sondern auch sich in ihrem Verlauf wesentlich modificirt, so erläutert dasselbe auch die Erscheinung, dass in der Zone der Moussons die Grösse derselben bedeutend vermindert wird, wenn die Regen bringenden Moussons herrschen. Betrachtet man die folgende Tafel, welche aus Sykes (on the atmospheric tides and meteorology of Dukhun. Phil. Trans. 1835. 199) entlehnt ist, so sieht man, dass während sie in Calcutta, Poonah, Bombay, Mahabuleshwur in den eigentlichen Sommermonaten während des SW. Mousson am kleinsten ist, dieselbe hingegen in Madras, wo die Regen im Herbst zu Anfang des NO. Mousson fallen, erst dann ihre bedeutendste Grösse erreicht. In Calcutta, Bombay, Poonah und Mahabuleshwur, und Aehnliches zeigt sich auch in Benares, Ma-

zafferpur und andern Orten, sind es grade die Wendemonate, wo die tägliche barometrische und thermische Veränderung am grössten wird. Es treten an allen diesen Orten daher zwei monatliche Maxima derselben ein, in Madras nur eins.

Die in der folgenden Tafel enthaltenen Zahlen geben den Unterschied in englischen Zollen des Maximum Morgens gegen 9 oder 10 Uhr und des Minimum Nachmittags gegen 3 oder 4 Uhr.

	Calcutta	Madras	Bombay	Poonah	Hurrechunderghur	Mahabuleshwur
Höhe	-	-	-	1823'	3900'	4500'
Januar	0.123	0.072	0.099	0.136		0.074
Februar	0.117	0.070	0.091	0.140		0.067
März	0.125	0.076	0.107	0.133	0.102	0.083
April	0.124	0.081	0.086	0.143	0.098	0.084
Mai	0.115	0.081	0.071	0.132	0.090	0.075
Juni	0.095	0.092	0.054	0.106		0.053
Juli	0.090	0.097	0.046	0.075		0.056
August	0.099	0.105	0.063	0.085		0.050
Septbr.	0.101	0.094	0.074	0.090		
October	0.110	0.068		0.125		
Novembr.	0.107	0.071		0.125		0.080
Decembr.	0.114	0.074		0.110		0.074
Mittel	0.110	0.079	0.114	0.117		

In Beziehung auf das Verhältniss der absoluten und relativen Feuchtigkeit, an einem tief gelegenen und an einem in bedeutender Höhe darüber liegendem Orte, geben die auf dem Rigi und Faulhorn gleichzeitig mit Zürich angestellten Beobachtungen von Kämtz und Horner folgende Werthe, für die einzelnen Stunden als Mittel beider Jahrgänge in den schon oben erwähnten Monaten.

Absolute Dampfmenge.

	Zürich	Rigi	Zürich	Faulhorn
Mittag	4.'''840	3.'''344	4.'''445	2.'''156
1	4. 870	3. 322	4. 370	2. 232
2	4. 898	3. 291	4. 375	2. 256
3	4. 838	3. 280	4. 331	2. 286
4	4. 864	3. 211	4. 278	2. 189
5	4. 950	3. 131	4. 372	2. 046
6	4. 977	3. 096	4. 418	1. 914
7	4. 971	3. 031	4. 370	1. 843
8	5. 025	2. 966	4. 281	1. 776
9	5. 010	2. 971	4. 185	1. 741
10	4. 935	2. 950	4. 097	1. 710
11	4. 900	2. 919	4. 026	1. 683
Mittern.	4. 854	2. 896	3. 962	1. 654
M. 1	4. 801	2. 874	3. 893	1. 622
2	4. 748	2. 850	3. 818	1. 591
3	4. 705	2. 821	3. 746	1. 565
4	4. 683	2. 795	3. 689	1. 550
5	4. 687	2. 778	3. 680	1. 550
6	4. 740	2. 847	3. 716	1. 559
7	4. 822	2. 909	3. 757	1. 607
8	4. 935	2. 996	3. 931	1. 678
9	4. 902	3. 111	3. 162	1. 773
10	4. 910	3. 222	4. 223	1. 894
11	4. 899	3. 293	4. 329	2. 050
Mittel	4. 865	3. 037	4. 102	1. 830

Relative Dampfmenge.

	Zürich	Rigi	Zürich	Faulhorn
Mittag	58.9	80.3	64.0	73.4
1	58.7	78.2	60.7	75.7
2	58.6	78.6	59.2	77.0
3	60.0	79.8	57.9	80.7
4	60.9	81.2	58.8	80.8
5	63.8	82.7	63.6	80.5
6	66.6	85.2	69.5	78.5
7	71.4	85.7	74.1	77.6
8	76.3	86.4	76.7	76.1
9	79.6	87.3	78.7	75.8
10	81.7	87.8	80.4	75.0
11	83.8	87.8	81.6	74.4
Mittern.	85·3	87.7	82.4	73.7
1	86.7	87.7	83.1	73.0
2	87.7	87.6	83.8	72.6
3	89.0	87.5	84.8	72.3
4	90.0	87.5	85.7	72.1
5	89.7	87.0	86.4	71.9
6	86.9	85.7	86.8	71.9
7	82.4	84.6	84.5	70.6
8	76.9	83.4	80.6	69.8
9	69.9	81.2	76.2	69.7
10	65.1	81.1	70.4	71.3
11	61.7	81.5	67.1	81.8
Mittel	74.6	84.3	74.8	74.4

Die um die Zeit des Sonnenaufgangs kleinste Dampfmenge erreicht daher in der Tiefe um etwa 9 Uhr Morgens einen grössern Werth, hierauf folgt eine schwache Abnahme derselben um die Mittagszeit, welche in der Höhe ganz fehlt. Das zweite Maximum in der Tiefe tritt gegen Sonnenuntergang ein. Noch entschiedener zeigen sich diese Einwirkungen der am Tage aufsteigenden und gegen Abend herabsinkenden feuchten Luft, in Beziehung auf den Gang der relativen Feuchtigkeit übereinstimmend mit den bereits von Deluc und Saussure erhaltenen Ergebnissen. Das in der Tiefe sehr bedeutende Zugehen der Instrumente

zur Trockenheit, wenn die Temperatur gegen Mittag sich entschieden steigert, ist deswegen in der Höhe viel geringer, so dass auf dem Faulhorn das Phänomen bereits sich fast vollständig umkehrt, indem auf demselben der trockenste Moment am Morgen stattfindet, wenige Stunden später als der Eintritt der grössern relativen Feuchtigkeit in der Tiefe. (Kämtz Vorlesungen über Meteorologie p. 108.)

Vertheilung der Dampfmenge in der jährlichen Periode.

Wegen Mangel an Beobachtungen aus der Passatzone kann ich nur die Verhältnisse in Hindostan mit denen der gemässigten Zone vergleichen.

	Calcutta	Benares	Nasirabad	Seringapatam	Poonah
Januar	4.53	4.64	2.218	5.179	4.718
Februar	5.88	4.69	2.476	5.922	3.851
März	7.25	4.94	2.476	6.113	3.907
April	8.35	5.37	2.701	7.633	5.664
Mai	10.59	6.91	2.972	7.633	7.082
Juni	10.69	10.69	6.575	7.397	8.614
Juli	10.64	11.69	8.568	7.161	8.760
August	10.74	11.66	8.523	6.687	8.411
Septbr.	10.15	10 66	7.239	6.687	7.985
October	9.38	8.99	3.771	7.161	6.903
Novbr.	6.45	6.19	3.232	6 622	5.46$_1$
Decbr.	5.62	4.42	2.780	5.845	3.626
Mittel	8.35	7.55	4.47	6.67	6.25
Unters.	6.21	7.27	6.35	2.45	4.90

	London	Apenrade	Halle	Jena
Januar	2.82	2.335	1.999	1.953
Februar	2.89	2.235	2.105	2.110
März	3.38	2.573	2.264	2.118
April	3.84	3.495	2.769	2.446
Mai	4.19	4.280	3.474	3.703
Juni	5.05	5.435	4.537	4.134
Juli	5.56	6.133	5.154	4.916
August	5.78	5.968	4.744	4.419
Septbr.	5.28	5.525	4.238	4.091
Octbr.	4.15	4.338	3 488	2 954
Novbr.	3.55	2.902	2.502	2.277
Decbr.	3.28	2 790	2 482	2.175
Mittel	4.147	4.00	3.31	3.118
Unt.	296	3.90	3.16	2.96

	Petersb.[2]	Lugan[2]	Slatust	Bogoslowsk	Catharienb[3]
Breite	59.°57′	48.°35′	55.°11′	59.°45′	56.°50′
Länge P.	27.°59′	37.°1′	57.°25′	57.°39′	58.°14′
Januar	1.06	0.68			0.65
Februar	1.19	1.22			0.67
März	1.45	1.54			0.98
April	1.87	1.82			1.14
Mai	2.33	3.44			1.82
Juni	3.09	4.43		3.51	3.05
Juli	3.90	4.84	3.90	4.03	3.80
August	4.07	4.26	3.92	3.76	3.63
Septbr.	3.41	2.83	2.71	2.22	2.46
October	2.29	2.47	1.53	1.77	1.61
Novmbr.	2.12	1.87	1.09	1.15	1.13
Decbr.	1.27	1.58	0.74	0.54	0.71
Jahr	2.33	2.58			1.80
Unters.	3.01	4.16	3.16	3.49	3.15

Die ersten beiden Tafeln in französischen, die letztere in englischen Linien. Aus der Vergleichung derselben geht hervor:

1. In der Zone der Moussons steigt in den Sommermonaten die Elasticität der Dämpfe so plötzlich, dass diese unverhältnissmässige Zunahme einer fremden Ursache, dem Eindringen des feuchten SW. Mousson zuzuschreiben ist.
2. In der gemässigten Zone nimmt die Elasticität der Dämpfe mit der Entfernung von der Küste immer mehr ab, und scheint sich in der jährlichen Periode desto stärker zu ändern, je weiter man in das Innere der Continente vordringt.

Die Vertheilung des Druckes der Dampfatmosphäre auf der Oberfläche des Meeres, hat Kämtz besonders aus den Beobachtungen von Beechey, Sabine, Parry, Caldclengh und Daniell zu bestimmen gesucht, vollständiger als es früher von Daniell und von mir geschehen ist. Er findet für den nördlichen atlantischen Ocean in pariser Linien

$$e_x = 0.'''1370 + 8'''9004 \cos^2 x$$

für den nördlichen grossen Ocean für niedere Breiten bis 37½ ° N.

$$e_x = -2.'''776 + 12.'''865 \cos^2 x$$

hingegen für die Breiten von 37½ ° N an

$$e_x = 1'''270 + 6'''229 \cos^2 x$$

Wo e_x die der Breite x entsprechenden Elasticität der Dämpfe.

Aus diesen Formeln würde der Druck der Dampfatmosphäre am Aequator über dem atlantischen Ocean 9.‴037 betragen, hingegen über dem grossen 10.‴089, was nach Kämtz vielleicht mit der geringeren Wärme des tropischen Meerwassers im atlantischen Ocean zusammenhängt. Die Temperatur des Aequatorialwassers ist nämlich 26.°6 C, während die Elasticität 9.‴037 einer bei 23°1 C. gesättigten Luft entspricht, der Thaupunkt liegt also 3.°5 tiefer als die Temperatur. Ebenso findet sich im grossen Ocean die Wärme des Meerwassers 28°4, die der Elasticität 10‴02 entsprechende Wärme 24°9 würde 3°5 als Differenz des Thaupunktes und der Temperatur geben. Da nun Meerwasser bei 103.°7 siedet, so zeigt sich zwischen dem Siedpunkt des Meerwassers und dem des reinen dieselbe Differenz, als zwischen der Temperatur des Meerwassers und dem Condensationspunkt der über ihm in der Luft enthaltenen Dämpfe. Da nun nach dem Daltonschen Gesetz für verschiedene Flüssigkeiten die Spannung der Dämpfe in gleichem Abstande von ihrem respectiven Siedepunkte nahe gleich, so würde die Elasticität des Meerwasserdampfes bei irgend einer Temperatur gleich der Elasticität des Dampfes von reinem Wasser bei einer um 3.°7 höheren Temperatur. Daraus würde also folgen, dass die Atmosphäre über dem Meere mit Dämpfen von Meerwasser gesättigt ist. (Pogg. Ann. 30, p. 62.)

Electrische Erscheinungen der Atmosphäre.

Die nachfolgenden Notizen entlehnen wir aus Arago sur le tonnere. Sie ergänzen das im Repertorium II, p. 86 Gegebene.

Höhe der Gewitterwolken.

Nach den Messungen von Peytier und Hossard war am Abhange der Pyrenäen die untere Fläche einiger Gewitter in einer Höhe von 3000 bis 3300 Meter. Condamine erlebte auf den Pichincha in der Höhe von 4868 Meter, Saussure auf dem Col du Géant in der Höhe von 3471 ebenfalls Gewitter. Zur Bestimmung der Höhe der Gewitterwolken über einer Ebene schlägt Arago vor, aus der Zeit zwischen Blitz und Donner und der Schallgeschwindigkeit den directen Abstand der Wolke vom Beobachter zu bestimmen, und aus dem Sinus des Höhenwinkels,

unter welchem der Blitz erscheint, seinen lothrechten Abstand vom Boden zu bestimmen. Auf diesem Wege erhielt er folgende Bestimmungen:

6. Juni 1712	in Paris	8080 Meter	Beobachter de l'Isle.
2. Juli 1761	– Tobolsk	3340 –	– Chappe.
13. – 1761	– Tobolsk	3470 –	– –
15. Mai 1773	– Berlin	1900 –	– Lambert.
17. Juni 1773	– Berlin	1600 –	– –

Die niedrigsten Gewitter waren hingegen in Paris zwischen 1000 und 2400 Meter, in Tobolsk zwischen 214 und 800.*)

Blitze.

Sie zerfallen nach Arago in drei Klassen.

1. Zickzackförmige mit scharf begrenzten Rändern.
2. Blitze, welche grössere Theile der Wolken oder diese ganz erleuchten, am bezeichnetsten in der Form, von welchem man sagt, die Wolken öffnen sich.
3. Blitze in Form von Feuerkugeln, die sich langsamer bewegen, als die beiden ersten Klassen, welche momentan erscheinen.**)

Blitze sind nicht immer von Donner begleitet, doch bleibt bei der Angabe der Beobachtungsjournale immer der Zweifel, ob fernes Wetterleuchten unter dem Namen „Blitze ohne Donner" zu verstehen sei.***) Auch hört man Donner ohne Blitze zu sehen. Blitze fahren mitunter in die Höhe, denn am 1. Mai 1700 wurden in Steiermark, in der auf der Spitze des St. Ursula Berges gelegenen Kapelle 7 Personen neben dem Dr. Werloschnigg

*) Nach den Beobachtungen auf der von du Petit-Thouars geführten Fregatte Venus 1836—1839 ergab sich die Höhe der Wolken überhaupt sowohl über dem atlantischen als stillen Meere 900—1400 Meter.

**) Dass flackernde Blitze aus einzelnen von einander getrennten Entladungen bestehen, habe ich durch die Versuche mit den Farbenkreisel gezeigt. Pogg. Ann. 35, 379.

***) Ich hatte im Sommer 1840 Gelegenheit einen Blitz ohne Donner zu beobachten, wo dies nicht der Fall sein konnte. Wolken zogen zwischen der Lücke des Geiersberges und der Meffersdorfer Höhe in das Flinsberger Thal, immer tiefer die Berge einhüllend mit heftigem Regen, zuletzt war auch die Stelle an welcher ich mich befand, im Nebel. Plötzlich fuhr aus dieser Wolke ein sehr lebhafter Blitz ohne den geringsten Donner. Ayrer's Beobacht. in Pogg. Ann. 48, 375 scheinen entscheidend.

erschlagen. Das Gewitter lag auf der halben Höhe des Gebirges, während die Kapelle selbst von der hellsten Sonne beschienen wurde. Denkt man sich den Donner dadurch entstehend, dass eine grosse Anzahl gleichzeitiger Explosionen, welche in einer Linie hinter einander liegen, von einem Standpunkte also im allgemeinen aus verschiedenen Entfernungen, und deswegen nach einander gehört worden, so kann man aus der Dauer desselben auf die Länge des Blitzes oder die horizontale Ausbreitung der Gewitterwolken schliessen. Diese bildet nämlich die Grundlinie eines Dreiecks, dessen beide andere Seiten der Abstand des nächsten und fernsten Punktes vom Beobachter sind. Da nun jede Seite eines Dreiecks grösser als der Unterschied der beiden andern, so giebt die Dauer des Donners in Secunden mit der Schallgeschwindigkeit multiplicirt, eine Linie, welche kürzer ist, als die horizontale Ausbreitung der Gewitterwolken. Ein 45 Secunden anhaltender Donner, wie ihn de l'Isle beobachtete, führt also mit der Schallgeschwindigkeit von 337 Meter auf eine Länge des Blitzes von 15165 Meter.

Da man so laute Donnerschläge gehört, dass man die Stärke des Schalles der Explosion mehrerer hundert Geschütze verglich, so ist es um so auffallender, dass man den Donner nur bis auf die Entfernung von 6 Lieurs hört nicht weiter.

Um zu entscheiden, ob das Wetterleuchten bei scheinbar heiterem Himmel der Reflex von Blitzen unter dem Horizonte sei oder nicht, schlägt Arago vor, zu prüfen, ob dasselbe durch ein achromatisches Bergkrystallprisma und eine Krystallplatte betrachtet, ein weisses, oder complimentar gefärbtes Doppelbild der Oeffnung einer derselben zugekehrten Röhre gebe. Gewitter in den Wintermonaten treffen auf offener See Schiffe häufiger als Sommergewitter.

Um zu entscheiden, ob das Abfeuern von Geschützen einen Einfluss äussere auf die Zerstreuung der Gewitterwolken, verglich Arago die Himmelsansicht, wie sie auf der pariser Sternwarte gefunden worden, an den Tagen wo in der Entfernung von 2 Lieues bei Vincennes die Schussübungen der Artillerie angestellt wurden. Er fand unter 662 Tagen

am vorhergehenden Tage den Himmel bedeckt	128 mal	heiter 83
am Tage der Uebung	158	84
am Tage nach derselben	146	80

Also auf gewöhnliche Bedeckung wenigstens keinen Einfluss.

Gegen die Behauptung Arago's, dass man auf der See oder Inseln über 75° nördlicher Breite hinaus keinen Donner hört, bemerkt v. Baer (Bulletin de l'Acad. de St. Petersb. Mai 1839), dass zwar in Island und Grönland schon Gewitter selten, dass sie aber auch auf Novaja Semlya und selbst in Spitzbergen vorkommen. In höhern Breiten scheint die Anzahl der Gewitter im Innern der Continente abzunehmen, da nach 18 jährigen Beobachtungen in Archangel jährlich 6½ Gewitter, in Jakutzk und Nertchinsk hingegen nur 3.

Für die Gewitter in höheren Breiten giebt Kämtz folgende Vertheilung in den Jahreszeiten in Procenten der ganzen Anzahl.

	Winter	Frühl.	Sommer	Herbst
Westliches Europa	8.9	17.7	52.2	20.9
Schweiz	6.4	20.6	69.0	10.0
Deutschland	1.4	24.4	66.0	8.2
Inneres Europa	0	15.7	79.3	5.0

Für Orte der Tropen und ihre Grenzen, giebt Arago folgende Vertheilung an.

Breite	Calcutta[1] 22½	Rio Janeiro[6] 23	Cairo[2] 30	Buenos Ayres[6] 34½	Abissynien[1] 13
Jan.	—	10.2	1	1.9	—
Febr.	4	9.3	—	2.6	—
März	6	4.0	0.5	2.1	4.
Apr.	5	1.7	1.	1.8	4.
Mai	7	0.8	—	1.7	6.
Juni	8	0.7	—	1.1	7.
Juli	6	1.3	—	1.3	3.
Aug.	10	1.1	—	1.0	6.
Sept.	9	2.8	—	2.9	4.
Oct.	5	3.7	—	2.3	4.
Nov.	—	6.0	0.5	1.8	—
Dec.	—	9.0	0.5	2.0	—
Jahr	60	50.7	3.5	22.6	38

Für Paris in verschiedenen Perioden hingegen folgende Zahlen:

	1785-1803	1806-15	1816-25	1826-37	1785-1837
Januar	0.1	—	0.1	—	0.1
Februar	0.1	0.3	—	0.1	0.1
März	0.2	0.1	0.5	0.3	0.3
April	0.8	0.5	1.0	0.9	0.9
Mai	1.8	3.2	3.0	3.1	3.1
Juni	3.0	3.1	2.8	2.9	2.9
Juli	2.5	2.7	2.1	3.2	3.2
August	2.2	2.4	1.5	2.2	2.2
September	0.7	1.5	1.6	1.2	1.2
October	0.6	0.7	0.3	0.6	0.6
November	0.1	0.1	0.2	—	—
December	0.1	0.3	0.1	0.1	0.1
Jahr	12.2	14.9	13.2	14.7	13.8

Für die Vertheilung der Hagelwetter, welche entschieden zur Gewitterformation gehören, giebt Kämtz in der täglichen Periode in Beziehung auf die Schweiz und Deutschland folgende Verhältnisse, bei denen es aber vielleicht wünschenswerth gewesen wäre, die Orte der Ebene von den im Gebirge gelegenen zu trennen, und Graupel von Hagel zu unterscheiden.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst	Jahr
Mittag	1	8	10	5	24
1	4	18	8	6	36
2	10	38	15	13	78
3	4	19	11	8	42
4	5	14	17	1	37
5	4	16	13	3	36
6	1	9	8	5	23
7	1	6	10	—	17
8	1	3	3	4	11
9	2	18	6	3	29
10	3	2	3	1	9
11	1	—	—	1	2
Mittern.	—	—	2	—	2
M. 1	—	—	1	—	1
2	—	—	2	—	2
3	—	—	—	1	1
4	1	—	—	—	1
5	2	2	—	1	5
6	1	1	—	—	2
7	7	13	3	6	29
8	4	3	1	2	10
9	3	6	2	—	11
10	2	8	3	1	14
11	1	10	4	5	20

Für die Vertheilung in den verschiedenen Jahreszeiten hingegen folgende Tafel (Vorlesungen über Meteorologie 449) in Procenten der ganzen Menge.

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
England	45.5	29.5	3.0	22.0
Frankreich	32.8	39.4	7.0	20.7
Deutschland	10.3	46.7	29.4	13.6
Russland	9.9	35.5	50.6	13.6

so dasa von den Westküsten nach dem Innern der Continente die Graupelschauer abnehmen, während die Hagelfälle sich vermehren.

Nach Matencci werden Gegenden, wo man Holzkohlen macht und Schwefel läutert, selten von Gewitter nnd nie von Hagel betroffen (Pogg. Ann. 49.240) Bei Cesena in der Romagna werden Stroh nnd Holzhaufen angezündet um sie zu vertreiben.

Meteorsteine.

Die chemische Znsammensetzung derselben bildet den Gegenstand einer ausführlichen Abhandlung von Berzelius in Pogg. Ann. 33, p. 1. und 133, aus welcher wir folgendes entlehnen:

Die in den Meteorsteinen bisher gefundenen einfachen Bestandtheile, ihrer Zahl nach 18, sind: Eisen, Mangan, Nickel, Kobalt, Kupfer. Zinn, Kalium, Natrium, Calcinm, Magnesium, Alumiuium, Chrom, Sauerstoff, Wasserstoff Schwefel, Phosphor, Kohle, Kiesel. Die Meteorsteine sind Bergarten, gemengt aus mehreren Mineralien in veränderlichen Verhältnissen, nämlich gediegenes Eisen, Schwefeleisen, Magneteisenstein, Meteor-Olivin, in Säuren unlösliche Silicate von Talkerde, Kalk. Eisenoxydul, Manganoxydul, Thonerde, Kali und Natron, welche wahrscheinlich ein leucitartiges und ein pyroxenartiges Mineral bilden, Chromeisen nnd Zinnstein. Der Reichthum an Talkerde, welche überall vorwaltender Bestandtheil ist, die Seltenheit der Kieselerde und der unbedentende Gehalt an Silicaten von Thonerde und Alkali unterscheiden diese Bergarten von terrestrischen. Von dieser den meisten Meteorsteinen eigenthümlichen Zusammensetznng, weicht die der Meteorsteine von Stannern, Jonzac nnd Juvenas ab. Sie enthalten kein gediegenes Eisen, wenig Talkerdesilicat hingegen Silicate von Kalk, Thonerde und Eisenoxydul und sind nach G. Rose

ein Gemenge von deutlich unterscheidbaren Mineralien, nämlich: Labrador, Pyroxen und etwas nickelfreien Magnetkies.

Betrachtet man die Textur eines grössern Meteorsteinstückes, so findet man, dass sie gesprungen gewesen sind, und dass diese Sprünge ausgefüllt wurden mit einer andern mehrentheils dunkleren Steinmasse. Dies weist auf eine langsamere Bildungsart hin, als einen vulkanischen Schmelzungsprocess. Auch kommt der Olivin in den Meteorsteinen nicht in Drusen wie in der Lava und in dem Basalt vor, sondern ist gleichförmig mit den übrigen Bestandtheilen gemengt. Wären die Meteorsteine aus flüssiger Form erkaltet, so wäre eine Erdbildung nicht denkbar, wie sie der Stein von Alais zeigt. Die geschmolzene schwarze Kruste ist erst in der Atmosphäre der Erde entstanden. Meteorsteine, welche gediegenes Eisen als überwiegenden Bestandtheil enthalten, zerspringen nicht bei dem Fallen, und bilden daher die grössern Massen. Das die Meteorsteine durchsetzende Eisen, rostet, wenn der Stein mit lufthaltigem Wasser befeuchtet wird, allmählig zu Eisenhydrat, in ihrer ursprünglichen Lagerstätte mangelte daher Luft, oder beides Luft und Wasser. Die Meteorsteine sind daher Mondsteine, die seltneren von einem Gebirge am Rande desselben.

In der Abhandlung sind die Analysen der Meteorsteine von Blansko, Chantonnay, Lontalax, Alais, der Pallasschen Masse und des verwünschten Burggrafen von Elbogen mitgetheilt. Die Analyse eines Macedonischen findet sich in Pogg. An. 16, 611, die der Masse von Bohumiliz in Pogg. Ann. 27 p. 118.

Bei den Versuchen von Bessel über die Kraft, mit welcher die Erde Körper von verschiedener Beschaffenheit anzieht (Abhandlungen der Berliner Academie 1830) ergab sich, dass das Meteoreisen von Brera und der Meteorstein von l'Aigle genau dieselbe Pendellänge gab als Gold, Silber, Eisen, Zink, Messing, Marmor, Thon, Quarz und Wasser. Sind daher die Meteorsteine nicht terrestrischen Ursprungs, so ist doch die Einwirkung der Schwere auf sie dieselbe, als auf irrdische Körper.

Bekanntlich hat Chladni gezeigt, dass die Meteorsteinfälle ziemlich gleichförmig in den einzelnen Monaten des Jahres vertheilt sind. Kämtz findet (Meteorologie 3 ,p. 304) folgende Verhältnisse: im Winter 28, im Frühling 44, im Sommer 34, im Herbst 35. Diese gleichförmige Vertheilung zeigt sich aber nach Capocci (Compt. rend. 11 und Pogg. Ann. 387) nicht in Beziehung auf ein-

zelne Tage. Es giebt nämlich deren, an welchen sie besonders häufig sind, wie folgende Zusammenstellung zeigt:

29	November	1809	27	November	1824
28	—	1810	27	—	1824
29	—	1820	26	—	1831
30	—	1821	29	—	1831
28	—	1821	30	—	1834
28	—	1823	29	—	1839

und in Intervallen von 5 zu 5 Jahren:

		Intervalle			Intervalle
17 Juli	1666	5 Jahre	17 Juli	1771	5 Jahre
19 —	1686	4.9 —	17 —	1806	6 —
17 —	1730	5 —	17 —	1818	5.7 —
16 —	1750	6 —	18 —	1835	5 —
	1755	5 —	17 —	1835	5 —
17 —	1761	5 —	17 —	1840	

Da Feuerkugeln von Meteorsteinen nicht füglich zu trennen sind, so hat Kämtz für beide gemeinschaftlich ihre Vertheilung in der jährlichen Periode festzustellen gesucht. Er findet mit f(x) die Anzahl der Feuermeteore bezeichnet:

$$f_x = 49.00 + 13.54 \sin(x + 144°16') + 1.76 \sin(2x + 265°17')$$

also die wenigsten am 6. Juni, die meisten am 10. November und folgende Zahlen für die einzelnen Monate:

	Meteorsteine	Feuerkug. u. Meteorsteine beob.	Feuerkug. u. Meteorsteine berechn.	Unt.
Januar	9	53	55.2	+ 2.2
Februar	11	46	49.3	+ 3.3
März	14	47	44.2	— 2.8
April	13	41	39.8	— 1.2
Mai	17	41	36.5	— 4.5
Juni	10	25	35.9	+ 10.7
Juli	11	40	39.3	— 0.7
August	13	61	46.7	— 14.3
September	14	46	55.3	+ 9.3
October	11	53	61.7	+ 8.7
November	10	76	63.5	— 12.5
December	8	59	60.6	+ 1.6

woraus unmittelbar hervorgeht, dass der August und November besonders ihrem Erscheinen günstig sind. In Beziehung auf die

Richtung in welchen die Feuerkugeln ziehen, sind hingegen die Verhältnisse

N. 18, NO. 17, O. 18, SO. 14, S. 9, SW. 16, W. 12, NW. 14.

ihre mittlere Richtung also N. 34°39′ O.

Gegen den Ursprung der Meteorsteine vom Monde bemerkt Olbers (Schumachers astronomisches Jahrbuch 1837 p. 54) „damit ein vom Monde vertikal geworfener Körper nicht auf diesen zurückkehre, bedarf es unter der Voraussetzung einer $\frac{1}{77,77}$ betragenden Mondmasse, wie sie Laplace bestimmt, eine Geschwindigkeit von 7575,23 par. Fuss, beträgt die Masse nach Brinkley aber nur $\frac{1}{81,13}$ eine Geschwindigkeit von 7377,31. Eine mit dieser Geschwindigkeit vom Monde ausgeworfene Masse, kann nur mit einer relativen Geschwindigkeit von 35000 Fuss in der Secunde bei der Oberfläche der Erde ankommen. Da aber die Sternschnuppen bei ihrem Eintritt in die Atmosphäre im Mittel eine relative Geschwindigkeit von 5 deutschen Meilen = 114,000 par. Fuss in der Secunde haben, so müssen diese mit einer Geschwindigkeit von fast 110,000 Fuss in der Secunde vom Monde ausgeschleudert sein, was doch wohl für ganz unmöglich zu halten ist.“

v. Hoff macht (Poggendorf Ann. 36, p. 161) besonders darauf aufmerksam, dass alle das Erscheinen von Feuerkugeln, aus denen Meteorsteine herabfallen, begleitende Erscheinungen dafür sprechen, dass die Meteorsteine nicht als fertige Massen in die Atmosphäre eintreten, sondern das Product eines erst dort sich einleitenden physisch chemischen Processes sind.

Sternschnuppen.

Der Morgen des 13. November 1833 war in America durch eine Sternschnuppenerscheinung bezeichnet, welche zu den ausserordentlichsten Phänomen dieser Art gerechnet werden muss. Sie war sichtbar auf einem Flächenraume von 100,000 Quadratmeilen von Jamaica bis Halifax, vom 18. bis 43 Breitengrade und vom 61. bis 91. Längengrade; die Sternschnuppen erschienen bei sehr durchsichtigem Himmel in drei Abänderungen, nämlich als phosphorescirende Linien, welche von mehreren Beobachtern Feuerflocken genannt wurden, als grosse Feuerkugeln, welche feurige stehende Spuren hinterliessen, und als leuchtende Körper, die eine Zeitlang

sichtbar blieben. Die Zahl der Meteore betrug nach Olmsted in 15′ etwa 650 an einem Theil des Himmels, der etwa ein Zehntheil des sichtbaren sein möchte, also 34640 in der Stunde und an 200,000 in den sechs Stunden der Dauer des Phänomens. Die meisten Beobachter vernahmen kein Geräusch, obgleich die Meteore nicht sehr hoch zu sein schienen. Gallertartige Massen sollen gefallen sein. Die Meteore gingen im Allgemeinen scheinbar von Einem Punkte aus, welcher eine feste Lage gegen die Sterne hatte, also nicht an der Drehung der Erde Theil nahm, woraus folgt, dass die Meteore ursprünglich unter sich parallel waren, und ihre Divergenz nur auf optischer Täuschung beruhte, dass sie kosmischen Ursprungs waren, wenngleich sie bis in die Atmosphäre hienabgehen mochten. Dieser Punkt der scheinbaren Radiation der Meteore lag im Halse des Löwen, und nach den nähern Angaben aus New Haven, Westpoint, Emmitsburg, Frederick, Worthington, Union Town fiel dieser Punkt nahe mit dem zusammen, auf welcher nach Enckes Berechnung die Erde zur Zeit der Sichtbarkeit des Phänomens zueilte, dessen Maximum um 9 Uhr Greenwicher Zeit am 13. November eintrat. Die Erde bewegte sich damals nach dem Punkt im Weltraume, dessen gerade Aufsteigung 143°55′, dessen nördliche Abweichung 14°20′ war, und in dieser Richtung lag der Punkt der Erdoberfläche, dessen westliche Länge von Greenwich 43°20′, dessen nördliche Breite 14°20′ war.

Diese ungewöhnliche Erscheinung erregte deswegen allgemeines Aufsehen, weil sie die Periodicität solcher grossen Sternschnuppenfälle erwies, denn in der Nacht vom 12. zum 13. Nov. 1832 hatte man ebenfalls eine ungewöhnliche Menge wahrgenommen, und beide Zeitpunkte schliessen sich so nahe an die vom 11. zum 12. November 1799 in Cumana von Alex. v. Humboldt beobachtete Erscheinung an, dass an eine periodische Wiederkehr seit der Zeit nicht mehr füglich gezweifelt werden konnte. Die grosse Verbreitung der Sichtbarkeit des Phänomens trat in diesen beiden Fällen eben so entschieden hervor. Denn während von 2 bis 5 Uhr Morgens am 12. November 1799 grosse Feuerbälle, Büschel von 2 Grad im Durchmesser werfend, unaufhörlich den Luftkreis von Cumana durchkreuzten, sah man in Isterstädt bei Weimar geschlängelte weisse Strahlen und Sternschnuppen, in Neu Hernhut und Lichtenau in Grönland hingegen Feuerkugeln bis 1′ im Durchmesser die Nacht erhellen. Eben so ergiebt sich aus den in

Schweiggers Journal 66, p. 328, in der bibliotheque universelle 51 p. 189, und in Pogg. Ann. 29. p. 447 gesammelten Nachrichten des Sternschnuppenfalles von 1832, dessen grosse Verbreitung, da er in Portbsmuth, Scheffield und Great Malvern in England, im Departement Calvados, de l'Orne und des Jura in Frankreich, in Genf, zwischen Aubonne und Lausanne, im Kanton Bern, in Frankfurt a. M., Suttgart, Carlsruhe, Brüssel, Lüttich, Trier, Cöln, Düren, Achen, Schwelm, Lennep, Salzuflen, Berlin, Warschau, Riga, Petersburg, Odessa, Suczawa in der Bukowina und in Sudsha im Gouvernement Kursk und in Orenburg gesehen wurde, an einigen Orten in Gestalt eines wahren Feuerregens, an andern in Form nach allen Richtungen fliegender, und lange feurige Streifen nach sich ziehender Feuerkugeln.

Am 12. und 13. November sind ausser dem erwähnten Phänomen von 1799 Nachrichten bedeutender Fälle auch aus andern Jahren bekannt, wenn sie auch minder auffallend waren, oder weniger genau beobachtet sind, nämlich von den Jahren 1684, 1781, 1791, 1799, 1813, 1813, 1818, 1819, 1820, 1822, 1824; 1825. Aus den späteren Beobachtungen lässt die periodische Wiederkehr sich schärfer prüfen. Es wird nämlich die Mitte der Erscheinung gesetzt:

1799 in Cumana von A. v. Humboldt auf den 11. Novmbr. 16^h
1833 - Newhaven - Olmstedt — 12. — 16^h
1833 - — - — — 13. — $13^h30'$
1836 - Breslau von Boguslawski — 13. — $16^h30'$
1838 in Königsb. von Busch u. Busolt — 13. — $16^h15'$

Reducirt man die unmittelbar gegebenen Beobachtungen mit Bessel auf den pariser Meridian, so erhält man für die wahren Sonnenlängen vom festen Nachtgleichenpunkt von 1800 an gezählt, folgende Werthe (Schumacher astr. Nachr. 16. 350):

		Zeit der par. Mer.	Sonnenlänge v. wahr. Nachtgl.	v. fest. N.
1799	November 11	$20^h36'$	230° 0′	230° 0′
1832	— 12	13 0	230°42′	230°15′
1833	— 12	21 0	230°48′	230°20′
1834	— 13	22 30	231°34′	231° 5′
1836	— 13	15 30	231°51′	231°21′
1838	— 13	15 0	231°20′	230°48′

Nachdem die regelmässige Periodität des Novemberphänomens auf diese Weise erwiesen war und zu gleicher Zeit erkannt, dass die Sternschnuppen dabei im Allgemeinen der bewegenden Erde entgegen gehen und nicht an der Achsendrehung derselben Theil nehmen, also von ausserhalb in ihre Atmosphäre treten, wurde die Ansicht ihres kosmischen Ursprungs allgemein anerkannt, nachdem Brandes ihn früher bereits höchst wahrscheinlich gemacht hatte. Auf diese Weise würden die Sternschnuppen daher aus dem Gebiete der Physik in das der Astronomie übertreten, und in jener nur in so fern zur Sprache kommen, als sie, wie etwa der Mond, einen Einfluss auf die atmosphärischen Verhältnisse äusserten. Die verschiedenen Vorstellungen die man sich über dieselben gebildet hat, sind folgende:

Nach Olbers (Schumachers astr. Jahrbuch 1837, p. 280) gehen eine sehr grosse Menge der planetarischen Molecule, welche die Sternschnuppen bilden, in Bahnen um die Sonne, welche die Ebene der Erdbahn zwischen dem 18. und 21. Grad des Stieres schneiden. Diese einander sehr nahen, unter sich fast parallelen Bahnen, bilden gleichsam eine gemeinschaftliche Strasse für viele Myriaden, ja für viele Millionen dieser winzig kleinen Astereiden, die in nicht sehr verschiedenen Umlaufszeiten, vielleicht von 5 oder 6 Jahren ihre Umkreisung der Sonne vollenden. Auch auf dieser gemeinschaftlichen Strasse scheinen sie sehr ungleich vertheilt, bald in einem dichten Schwarm zusammengedrängt, bald weit von einander gesondert. Im Jahre 1799 und 1833, vielleicht auch 1832, ging die Erde durch einen solchen dichten Schwarm, in andern Jahren, so wie auch 1831, 1834 und 1836 begegnete sie nur einzelnen, wenn gleich vielen Sternschnuppenasteroiden. Vielleicht gehen mehrere solcher dichter Schwärme auf dieser Strasse einher, vielleicht aber müssen die Erdbewohner bis 1867 warten, ehe sie dies merkwürdige Phänomen in seiner ganzen Pracht, die es 1799 und 1833 hatte, sich wieder erneuern sehen.

Olmsted glaubt, (Sillim. Americ. Journ. 49, p. 376 und Pogg. Ann. 38, p. 555) dass die Erde in jeder Periode der regelmässigen Wiederkehr mit einer Meteor-Wolke zusammentreffe, deren Umlaufszeit, da sie dem allgemeinen Gesetze der Anziehung unterworfen, nicht stillstehen könne, ein aliquoter Theil der Umlaufszeit der Erde sein müsse, und zwar wahrscheinlich ein halbes Jahr. In ihrem Aphelium mit der Erdbahn zusammentreffend, würde

sie in ihrem Perihel nur 0.25992 des Halbmessers der Erdbahn von der Sonne abstehn. Diese Wolke sei wahrscheinlich das Zodiakallicht, welches im November 1833 gerade sehr ausgezeichnet gewesen sei. Bei dem Zusammentreffen der Meteorwolke mit der Erde, hülle jene wegen ihrer bedeutenden Ausdehnung diese vollständig ein.

Von der bis zur Bahn der Venus sich erstreckenden Nebelmasse, welche Cassini entdeckte und Zodiakallicht nannte, nahm derselbe später an, dass sie die verlängerte Sonnenatmosphäre sein möge. Sie müsste aber dann an der Rotationsgeschwindigkeit des Sonnenkörpers, dessen Umdrehung in 25,5 Tagen vollendet wird, Theil nehmen, und weil dann die Centrifugalkraft die Gravitation gegen die Sonne bedeutend überwöge, so würden die Theilchen des Nebels in den Weltenraum fortgeschleudert werden. Laplace kehrte daher zu der anfänglichen Ansicht von Cassini zurück, nach welcher dieser Nebel aus kleinen planetarischen Theilchen besteht, welche nahe der Ebene des Sonnenäquators parallel um die Sonne kreisen. Biot macht nur darauf aufmerksam, (Compte rend. 1836 II, p. 663 und Pogg. Ann. 39. 461) dass die Erde am 13. November sich nahe bei dem aufsteigenden Knoten der Nebelmasse befinde, sich gegen dieselbe hin bewege und sie bald darauf durchschneide, bei dieser Lage und Bewegung durch die Anziehung und durch ihr Zusammentreffen auf die materiellen Theile des Nebels wirken müsse, welche sich dann von ihr ganz oder eben so weit als die Erde von der Sonne befinden, und in Beziehung auf Richtung und Zeit ähnliche Erscheinungen hervorrufen werden, als die an den November Sternschnuppen beobachteten. Der stete Durchgang des Mercurs und der Venus durch weit mehr der Mitte zu liegende und daher dichter besetzte Gegenden der Nebelmasse, müsse unzählige Mengen von den Theilen derselben nach allen Richtungen fortschleudern, so dass die Erde sie zufällig auch in andern Punkten ihrer Bahn antreffe, wodurch die sporadisch vorkommenden Sternschnuppen erklärt würden. Eine jährliche Wiederholung der periodischen Erscheinung in gleicher Intensität sei nicht zu erwarten, da jedes Erscheinen das Material erschöpfe, das Verlorne aber nur durch neue Ausdehnung der Nebelmasse ergänzt werden könne. Auch folge nicht, dass am 10. Mai an dem diametral entgegengesetzten Punkte der Erdbahn bei 230°41′ heliocentrischer Länge, ein ähnliches Phänomen ein-

treten müsse, da dies nur dann der Fall sein werde, wenn die Novemberplaneten Ellipsen beschrieben, welche der, in welcher die Erde sich bewegt, genau gleich wären, und ihre Knoten in gleicher Entfernung vom Perihel liegen hätten. Beschrieben dieselben kreisrunde Bahnen, so würde am 10. Mai die Erde in der Entfernung von 520 Erdhalbmessern also beinahe im neunfachen Abstande des Mondes bei ihnen vorübergehn.

Gegen die Biotsche Hypothese bemerkt Olbers (Schumachers astr. Jahrbuch 1836 p. 281) dass die zuverlässig beobachtete Geschwindigkeit der mehrsten Sternschnuppen gegen die Erde von 4, 5 und mehr Meilen in der Secunde mit der Annahme nach planetarischen Gesetzen rechtläufig um die Sonne kreisender Theilchen des Zodiacallichtes durchaus unvereinbar sei, ausserdem der Knoten des Sonnenaequators nicht in der Nähe des 20. Grades des Stiers, sondern des 20. der Zwillinge liegt.

A. Erman tritt der Annahme eines geschlossenen Ringes solcher kleiner planetarischer Körper bei, und nimmt an, dass die Asteroiden der Novemberperiode im May jedes Jahres zwischen der Sonne und der Erde auf dem Radiusvector derselben sich befinden, und durch Verdunkelung der Sonne die kalten Tage Mamertus, Pancratius und Servatius erzeugen. (Schumachers astronomische Nachrichten No. 390.) Bekanntlich hat Brandes (Unterhaltungen für Freunde der Physik und Astronomie I, p. 148) die Ursache solcher Rückfälle der Kälte aus der temporären Grösse des Temperaturunterschiedes nördlich und südlich von einander gelegener Orte, und aus dem abkühlenden Einflusse der Gebirge in der bereits sich erwärmenden Ebene abgeleitet, diese Erklärung aber nicht auf die kalten Tage des Mais ausgedehnt. Wenn eine solche Temperaturerniedrigung in einer wirklichen Verminderung der solaren Wärme durch Zwischentreten des Sternschnuppenstromes ihren Grund hat, so müsste, scheint mir, zwischen der Intensität der periodischen Sternschnuppenerscheinung in einem bestimmten Jahre und der auf der entgegengesetzten Seite eintretenden Abkühlung desselben, oder des vorhergehenden Jahres irgend eine Beziehung stattfinden, entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne, je nachdem man annimmt, dass das Material nur erscheint oder sich erschöpft. Ausserdem müsste die Abkühlung, wenn sie in einem bestimmten Jahre an einem gewissen Orte besonders erheblich sich zeigt, auch an andern in gleicher Weise

bemerklich sein. Die nachfolgende Zusammenstellung fünftägiger Mittel desselben Beobachtungsortes Jena umfasst nebst andern Jahren, von welchen im November keine auffallende Sternschnuppenerscheinung bekannt geworden ist, auch die Jahre 1791, 1799, 1822, 1824, 1833, 1834, 1835, bei welchen dies der Fall ist, kann also zur Prüfung dienen. Die Grade sind Réaumur, die Mittel bis 1824 aus den Stunden 8. 2. 8., in den letzten 3 Jahren 6. 9. 12. 3. 6. 9.

	April		Mai				
	23	28	3	8	13	18	23
1782	7.55	3.38	7.02	7·02	12.71	12.02	9.60
1783	6.31	7.55	8.53	4.18	14 40	14.13	12.36
1784	8.97	8.80	-1.50	2.58	12.00	15.02	15.38
1785	7.06	6.08	8.31	11.47	10.35	10.47	10.88
1786	14.26	8.71	6.40	9.37	13.24	11.38	12.97
1787	5.69	4.13	8.66	11.15	12.18	8.53	13.28
1788	10.26	11.33	12.09	12.71	7.39	13.55	14.93
1789	8.92	11.24	15.59	15.15	16.57	12.36	11.91
1790	8.80	11.51	14.26	11.06	11.42	13.51	14.44
1791	11.91	16.80	9 60	7.39	11.91	11.20	14.93
1792	9.95	15.11	9.60	9.33	9.24	16.53	13.15
1793	4.97	11.29	10.75	13.90	16.71	8.88	10.58
1794	15.29	15.55	14.93	11.58	12.71	15.20	8.97
1795	11.29	14.13	15.73	10.49	7.73	12.18	13.42
1796	9.15	9.06	8.18	10.13	11.38	14.75	14.93
1797	11.91	8.27	11.02	10.31	13.24	14.84	15.55
1798	8.27	10.31	13.06	13.69	13.51	11.20	10.13
1799	8.09	6.13	7.73	13.29	11.47	13.51	11.73
1800	16.09	15.91	16.01	16.44	10.49	12.97	16.97
1821	13.75	14.71	13.85	12.04	9.69	9.83	9.36
1822	12.47	10.51	10.37	12.47	10.10	13.13	11.59
1823	5.27	6.62	9 61	13.50	12.39	14.73	13.76
1824	10.25	12.62	13.57	11.86	9.89	8.25	8.48
1825	11.01	14.01	14.11	15.39	6.74	7.19	14.28
1833	6.00	7.27	13.24	14.28	16.34	17.13	15.06
1834	5.12	11.32	12.53	16.03	14.93	13.90	13.78
1835	6.16	7.79	9.24	11.46	9.34	10.83	11.63

Zur Beantwortung der zweiten Frage, ob die in einem bestimmten Jahre besonders auffallende Temperaturerniederung zur Zeit der kalten Tage an vielen Orten gleichzeitig hervortrete, wie es sein müsste, wenn eine so universelle Ursache wie das Entziehen der Sonnenstrahlen der Grund der Erscheinung wäre, habe ich in der folgenden Tafel die fünftägigen Mittel von 6. — 10 und

nnd 11.—15. Mai einzelner Jahrgänge mit den von Brandes berechneten mittlern Werthe derselben Zeiträume in Mittel vieler Jahre vergleichen, wo also ein negatives Zeichen eine auffallend grosse Temperaturverminderung, ein positives hingegen eine kleine oder gar nicht stattfindende bezeichnet.

	Peterab.	Sagan	Zwanenb.	Rochel.	Jena	Mannh.	St. Gotth.	Rom
1782	-1.36				-4.22	-2.95	-2.90	-2.82
	2.77				1.15	0.75	0.45	-1.19
1783	0.52	-1.56	2.81	-2.00	-7.06	-2.09	0.26	0.13
	3.06	1.55	0.54	-0.67	2.84	2.74	1.56	0.59
1784		0.20	-0.06	-2.72	-8.66	3.02	2.42	0.22
		0.62	-0.61	-1.40	0 44	0.89	-0.03	0.68
1785	-1.30	2.20	-0.60	4.01	0.23	3.56	2.48	0.48
	-0.78	-2.52	-1.45	1.22	-1.21	-2.03	-0.06	-0.48
1786	-0.84	-0.91	-1.71	-0.22	-1.87	-0.89	-1.40	0.48
	4.03	1.24	-0.37	0.18	1.68	-0.41	-0.60	1.57
1787				-2.27	-0.09	-1.33		-3.54
				-2.48	0.62	-1.62		-2.17
1788			-0.90	1.77	1.47	2.73	2.95	0.86
			-3.63	0.82	-4.27	-3.02	-2.06	0.27
1789	3.14			1.74	3.91	3.44	2.83	0.40
	1.09			3.07	5.01	4.59	5.24	2.11
1790	2.76			-0.63	-0.18	0.36	1.09	0 13
	-0.04			0.43	-0.14	-0.27	0.50	-0.34
1791	-3.12				-3.85	-2.88	-4.32	-0.59
	.0.98				0.35	0.51	-1.41	-1.10
1792	1.40				-1.91	-2.00	-1.20	0 45
	-2.23				-2.32	-3.54	-2.58	-1.15

Die Beobachtungen im Jahre 1784 treffen auf das Ende einer langen Kälteperiode, welche in Jena noch fortdauerte, während sie an andern Orten eben geschlossen war.

Da ausser den als wirklich periodisch erkannten Sternschnuppen zu manchen Zeiten ebenfalls viele gesehen worden sind, (die mittlere Anzahl bestimmt Quetelet (Pogg. Ann. 41 p. 175) in Uebereinstimmung mit Brandes unter gewöhnlichen Verhältnisse für die Stunde auf 15,) ohne dass man von diesen eine Periodicität kennen gelernt hat, so entsteht die Frage, ob, wenn an einem als periodisch bereits erkannten Tage viele erscheinen, dass häufige Erscheinen unmittelbar ein Beweis dafür ist, dass die gesehenen Sternschnuppen zu den periodischen gehören. In der Nacht vom 12. zum 13. November 1838 wurden in Bremen in 9 Stunden 186 Sternschnuppen wahrgenommen. Ihre Bahnen zeigten aber nichts paralleles und hatten keinen Bezug auf das Sternbild des Löwen. Denn

im grossen sowohl als im kleinen Löwen erschienen nur 4, hingegen im Drachen 23, im grossen Bär 18, im Schwan 11, im Cepheus 9, in Pegasus 16, im Orion 14 u. s. w. Die über die von einem 30 Grad über den Horizont sich erstreckenden Nordlicht roth beleuchteten Himmelsräume, schiessenden Sternschnuppen, behielten ihre weisse Farbe ganz ungetrübt bei, woraus hervorzugehen schien, dass die rothe Nordlichtsmaterie weiter von der Erde entfernt war als diese Sternschnuppen. In der folgenden Naeht von 2 Uhr 40′ bis 4 Uhr 50 erschienen 100 Sternschnuppen. Diese kamen fast sämmtlich aus den beiden Löwen, und dem südlichen Theile des grossen Bären, und ihre Richtung war fast durchaus nach NNO. zuerst mehr nördlich, dann mehr nach Ost übergehend, die meisten mit stehen bleibenden Spuren. Diese Sternschnuppen sieht daher Olbers (Schumachers astronomische Nachrichten No. 372. p. 177.) als das eigentliche Novemberphänomen an, die der vorhergehenden Nacht hingegen den sporadischen angehörend.

In derselben Nacht vom 13. zum 14. wurden in Königsberg von den ungewöhnlich häufigen Sternschnuppen 67 in Beziehung auf Anfang und Ende der Bahn bestimmt. (ib No. 371. p. 172.)

In der Nacht vom 12. zum 13. Novemher 1836 sah Herschel*) am Cap der guten Hoffnung sehr wenig Sternschnuppen, woraus hervorgehen würde, dass damals der Sternschnuppenstrom nur der nördlichen Erdhälfte nahe kam, also eine geringe Breite hatte. In derselben Nacht im Jahre 1836 beobachtete Wartmann**) in Genf die ganze Nacht hindurch den von Wolken bedeckten Himmel, dessen gleichförmige Wolkendecke sehr hoch zu sein schien. Fünfmal erschien diese Wolkendecke von einem schwachen vorübergehenden Schimmer erleuchtet, aber keine einzige Sternschnuppe kam unter die Wolkendecke herab, übereinstimmend mit den gleichzeitig in Breslau von Boguslawki angestellten Beobahtungen. In derselben Naeht wurden bei heiterem Himmel in Paris 170, in Frankfurt a. M. 155 Sternschnuppen gesehen. Diese Beobachtungen beweisen sehr augenfällig, dass das scheinbare Herabfallen der Sternschnuppen in sehr tiefe atmosphärische Schichten, in der Regel optische Täuschung ist.

---

*) Comp. rend. 1837, p. 549.

**) Bibliotheque universelle 1837, p. 373.

Von den in Breslau bei sich aufheiterndem Himmel durch correspondirende Beobachtungen bestimmten 4 Sternschnuppen, war die Länge der Bahn 1.49, 6.22 8.22, 10.88 Meilen, die respective Höhe des Anfangspunktes 4.44, 15.21, 10.13, 13.32, des Endpunktes 3.08, 9.04, 306, 16.45 Meilen.

Bei den von Brandes veranlassten correspondirenden Sternschnuppenbeobachtungen im Jahr 1823, aus welcher er ausser der Bestätigung ihrer bereits von ihm und Benzenberg früher nachgewiesenen bedeutenden Höhe auch den Schluss zog, dass sie sich vorwaltend gegen die Erde bewegten, ergab sich eine ungewöhnliche Anzahl derselben am 8. 10. und 11. August, ja selbst Reisende, welche kein weiteres Interesse an diesen Erscheinungen nahmen, wurden auf die zahlreichen und grossen feurigen Meteore aufmerksam. Ausserdem zeigten die Bahnen derselben, besonders am 11. August mehr Uebereinstimmung als gewöhnlich.

Als nun die Periodicität der Novembersternschnuppen erwiesen war, machte Olbers, Benzenberg und Quetelet auf diese Tage aufmerksam, da, wie Quetelet zeigte, im Jahr 1806, 1811, 1815, 1834, 1835 am 10. August ebenfals viele gesehen worden waren. Die Periodicität derselben hat sich seitdem durch eigens angestellte Beobachtungen ergeben. In Bremen wurden am 10. August 1837 in 70 Minuten 60 gezählt, am dritten Theile des Himmels; in Paris in einer Stunde 107, überhaupt in 4 Stunden 11 Minuten 291; in Mailand in $7\frac{1}{4}$ Stunden 168, worunter 52 grosse; in Berlin konnten in $3\frac{1}{4}$ Stunden 58 in Sterncharten eingetragen werden, darunter 26 erster Grösse; in Breslau 236, darunter 16 so gross als Venus, 117 gleich Sternen erster, 216 gleich Sternen zweiter Grösse; in Neisse 294; bei Ratibor 129 u. s. f. Auch in den vorhergehenden Nächten war die gesehene Anzahl bedeutend, in Düsseldorf 98 in 6 Stunden (im Jahr 1834 in der Nacht vom 11 — 12 August 85) deren mittlere Dauer 1″ 12.‴7, während die 28 erster Grösse 1″45.‴9, keine über 3″ Dauer gab, vermittelst einer Tertienuhr von Lundstedt bestimmt. Wie im Jahr 1823 zeigten auch diese Sternschnuppen einen auffallenden Parallelismus ihrer Bahnen, die zu Paris rückwärts verlängert grösstentheils auf das Sternbild des Stiers, nach welchen die Erde sich damals hin bewegte, trafen, ohngefähr übereinstimmend mit den Beobachtungen in Berlin, bei denen die mittlere Rectascension für den Anfangspunkt der rechtläufigen 44°21′ ist, für die rückläufigen

357°55′. Der Parallalelismus der Bahnen wurde auch in Düsseldorf wahrgenommen, da die Sternschnuppen sich in der Milchstrasse oder ihr parallel bewegten, die weniger glänzenden aber, welche sie durchschnitten, sich durch ihren unregelmässigen Lauf auszeichneten, indem sie Bogen mit plötzlichen Winkeln beschrieben, und gleichsam hüpften.

Im Jahr 1838 hat Feldt in Braunsberg für die Nacht vom 11. — 12. August den Anfangs- und Endpunkt der Bahnen nach Rectascension und Declination bestimmt. (Schumachers astronomische Nachrichten 16, 182.)

Im Jahr 1839 war die Anzahl der Sternschnuppen in den entsprechenden Nächten im Allgemeinen von denselben Erscheinungen begleitet. In der Nacht vom 9. zum 10. wurden in Brüssel in 5¼ Stunden 141 gesehen, in der vom 10. zum 11. 313 in 6 Stunden vorwaltend von NO. nach SW, am ersten Tage nämlich unter 14 unterschiedenen Richtungen 44, am zweiten 123, und von NNO. nach SSW. 71 in Gent; unter 80 zwischen N. und O. nach S. und W. 41. In Parma in der ersten Nacht 353 in 6 Stunden 42 Minuten, und 819 in der folgenden in der Zeit von 6 St. 45′. Am 10. Aug. wurden in Königsberg 80, am 11. 88 Sternschnuppen eingezeichnet (Schumachers astr. Nachrichten No. 385.) Die Bahnen gingen im Allgemeinen rückwärts verlängert einem Punkte der Himmelskugel in der Gegend des Kopfes des Perseus nahe vorbei. In Berlin war die Häufigkeit folgende:

	gezählt	eingezeichnet
Aug. 9 von 10ʰ23′ — 14ʰ30′		60
— 10 — 9 40 — 11 30	114	54
— 11 — 10 8 — 12 12	78	48
— 12 — 10 11 — 11 11	3	3
— 14 — 10 50 — 12 0	16	9

Die Convergenzpunkte der Bahnen fallen nach der Berechnung von Packendorff, Erman und Petersen auf die Punkte deren Rectascension mit a, deren Declination mit d im Folgenden bezeichnet ist.

		a	d	Anzahl
1837 Aug. 10	Berlin	217°18 ± 2°1	— 57°26 ± 2°5	45
— —	Breslau	221°76 ± 0.41	— 51.41 ± 0.16	200
1839 Aug. 9	Berlin	224.86 ± 3.63	— 50.18 ± 2.19	50
— 10	Berlin	223.88 ± 6.10	— 52.39 ± 2.47	48
— 11	Berlin	218.45 ± 7.12	— 51.05 ± 2.87	43
1839 — 10	Königsb.	214.85 ± 4.33	— 55.59 ± 2.96	75
— 11	Königsb.	215.11 ± 2.46	— 55.29 ± 2.02	74

Eine grosse Anzahl einzelner, sich auf das November und Augustphänomen beziehender Beobachtungen, finden sich in Valz über die abwechselnd recht und rückläufige Bewegung der periodischen August und Novembermeteore. Pogg. Ann. 46, p. 499 und in Garnier traité de météorologie II. 209.

Endlich ist noch von einer dritten periodischen Erscheinung gesprochen worden. Am 6. December 1798 sah nehmlich Brandes eine so grosse Anzahl Sternschnuppen in der Gegend von Hamburg, dass er die Anzahl der in dieser Nacht über seinen Horizont sichtbaren auf mehrere Tausende schätzt. Am 6. Dec. 1838 sah Flangergues zu Toulon in einer halben Stunde 42 alle nahe von Zenith ausgehend, und 31 davon parallel laufend zwischen der Milchstrasse und dem grossen Quadrat des Pegasus. In der darauf folgenden Nacht sah Herrick in New Haven in Connecticut mit einem andern Beobachter 164 in zwei Stunden, andere wenigstens drei Viertel an einem Punkte nahe vom Stuhle des Cassiopeja auszugehen schienen, also von einem Punkte, der sehr entfernt von dem ist, nach welchem die Erde sich bewegte. (Comp. read. 8. p. 86. Pogg. Ann. 46. 362.)

In Brüssel sah man von 7 Uhr bis 7¼ 9 Sternschnuppen vom Pegasus aus nach SSW. und SW. ziehen, in der darauf folgenden Stunde 37 fast jährlich beim Pegasus und Widder nach Punkten des Horizontes zwischen S O. und S W. ziehen.

Der Beobachtungen dieses dritten Falles sind noch zu wenig, um über ihre Periodicität zu entscheiden, welche in Beziehung auf den November und August wohl als erwiesen betrachtet werden kann. Denn wenn auch das Augustphänomen nie so auffallend sich gezeigt hat, als das des Novembers, vielleicht weil in dem an dieser Stelle breiteren Ringe die Asteroiden weniger dicht gedrängt sind, aber eben deswegen an mehreren auf einander fol-

genden Tagen erscheinen, und von Jahren, aus welchen häufige Fälle am 9. und 10. August erwähnt werden, bis jetzt nur das von 1779, 1781, 1798, 1820, 1823, 1826, 1833, 1836, 1837, 1838 bekannt ist, so erinnert die Bezeichnung der Sternschnuppen in Irland und Schottland: „brennende Thränen des heiligen Laurentius“ doch so unmittelbar an den 10. August den Tag des heiligen Laurentius, dass die Deutung des Prognosticon, welches in einer in Cambridge aufbewahrten Handschrift aus dem 17. Jahrhundert dem 10. August beigeschrieben ist, nämlich „Meteorodes“, dadurch unmittelbar gegeben scheint. (Quetelet, Forster und Forbes im Correspond. math. Ser. III. 1. p. 432 und Poggend. Annalen 46, 506.)

Auf diese Augustasteroiden hat A. Erman dieselben Schlüsse angewendet, welche oben von den Novemberasteroiden angeführt wurden. Die durch Entziehung der Sonnenstrahlen entstehende Verdunkelung und die in Golge derselben eintretende Temperaturerniedrigung würde auf den 7. Februar fallen. Um das Vorhandensein der letztern zu prüfen, füge ich in zwei Tafeln den Temperaturgang der Februar und Maiepoche an verschiedenen Orten der nördlichen Erdhälfte hinzu, welche täglich aus wenigstens zwanzigjährigen Beobachtungen bestimmt ist. Die Grade der ersten 3 Columnen sind Fahrenheitsche, die der vierten Centesimal, die der drei letzten Réaumur. Die Temperaturerniedrigung an den kalten Tagen des Mais tritt sehr deutlich, wie Erman gezeigt hat, in den freilich nur kurze Zeit umfassenden Beobachtungen der englischen Nordpolexpedition hervor. Ich bemerke nur noch, dass in Jena das Mittel der 5 Tage vom 5. — 9. Februar am niedrigsten ausfiel in den Jahren 1782, 1784, 1791, 1697, 1799, 1821, 1823, 1825, 1834, hoch hingegen in den Jahren 1783, 1787, 1790, 1792, 1796, 1798, 1822, 1833, 1835 und dass die gleichzeitigen Beobachtungen an den oben angeführten Orten auch zu diese Zeit eine so geringe Uebereinstimmung zeigen, dass eine ausserhalb der Erde zu suchende Ursache wenig wahrscheinlich wird, da diese Abweichungen vielmehr sich sehr natürlich aus der Folge der Temperaturverhältnisse an jedem bestimmten Orte ergeben. Es zeigt sich nämlich, wenn in einem bestimmten Jahre das fünftägige Mittel irgendwo auffallend niedrig ausfällt, während an andern Orten gleichzeitig dies nicht der Fall ist, dass an jenem Orte eine vorhergehende Kälteperiode noch fortdauert,

welche an den andern bereits geschlossen ist, oder mit andern Worten, dass die anomalen Temperaturverhältnisse über die Erdoberfläche von einem Orte zum andern allmählig fortschreiten, nicht gleichzeitig hervortreten. Jedenfalls aber ist die Anregung der Frage von Erman wichtig, weil, wenn die Sternschnuppen keinen nachweisbaren Einfluss auf die atmosphärischen Verhältnisse äussern, sie aus der Reihe der meteorologischen Erscheinungen ausgestrichen werden müssen, zu denen früher bekanntlich auch die Kometen gezählt worden. Denn Asteroiden, wenn sie wegen ihrer Kleinheit auch „planètes de poche" genannt werden mögen, gehören als solche nicht in die Meteorologie.

Februar.

	Madr.[20]	Salem[10]	London[20]	Paris[20]	Carlsruhe	Berlin	Wien
5	77.11	26.60	39.20	5.52	1.306	−1.33	−2.9
6	77.27	29.30	39.47	4.84	1.723	−0.25	−2.6
7	76.81	28.60	37.37	5.74	2.088	−0.82	−2.4
8	77.21	28.00	37.27	6.03	1.628	0.05	−1.7
9	77.26	27.58	39.05	5.83	1.876	0.30	−1.3
10	77.82	28.95	39.92	5.11	1.970	0.89	−1.3
11	77.68	38.98	40.00	4.83	1.817	0.13	−1.2
12	77.56	32.88	38.37	5.78	1.365	−0.03	+0.2
13	77.49	32.48	38.10	5.69	0.899	0.12	−0.9
14	77.52	31.63	37.42	5.82	1.508	0.13	−0.4
15	77.07	32.33	39.22	5.46	1.444	−0.09	0.1
16	77.39		38.90	5.98	1.227	−0.28	−0.2
17	77.93		37.82	6.09	1.183	−0.14	−1.0

Mai.

	Madras	Salem	London	Paris	Carlsruhe	Berlin	Wien
5	85.90	51.13	53.22	14.29	11.590	10.87	9.9
6	86.12	51.35	54.57	13.96	11.584	11.35	9.8
7	86.55	50.95	54.70	14.67	11.832	11.83	9.7
8	86.22	51.98	55.07	14.49	12.337	10.87	9.9
9	75.78	53.23	54.20	13.94	12.220	9.66	9.3
10	86.51	53.68	53.87	13.80	11.937	9.21	9.7
11	86.37	53.35	54.74	14.20	12.161	9.37	10.1
12	86.08	53.98	54.22	14.88	12.229	9.14	10.0
13	87.22	54.80	54.12	13.69	11.985	9.80	11.0
14	87.25	53.75	53.47	13.79	11.745	10.00	10.3
15	87.43	55.30	54.35	13.80	12.044	9.72	10.6
16	86.65	55.08	55.30	14.03	12.371	10.15	10.4
17	86.82	54.03	56.65	15.35	12.580	10.38	10.9

Gegen die Annahme eines kosmischen Ursprungs der Sternschnuppen spricht vorzugsweise das Resultat, welches sich schon aus Brandes und Benzenbergs Beobachtungen im Jahre 1799 ergab, dass der Anfangspunkt vieler Sternschnuppen bedeutend niedriger ist als ihr Endpunkt, dass sie, wie Benzenberg sich ausdrückt, wie eine Rakete in die Höhe steigen. Diesen Einwurf macht daher Benzenberg, welcher ihren Ursprung vom Monde noch festhält, (in seiner Schrift „die Sternschnuppen" Hamburg 1839) vorzugsweise geltend. Es war daher wichtig zu untersuchen, ob das aus den Beobachtungen abgeleitete Resultat wirklich so sicher sei, als bisher angenommen wurde. Dies ist von Bessel geschehen in Schumachers astron. Nachrichten Vol. 16 No. 381, p. 321. Die von Brandes angestellten Berechnungen der Höhe der Sternschnuppen gründen sich nämlich auf die Voraussetzung, dass der Anfang und das Ende der Bahn von beiden Beobachtern gleichzeitig wahrgenommen werden, eine Voraussetzung, die, wenn sie irrig ist, eine wirklich fallende Sternschnuppe als eine steigende erscheinen lassen kann. Bessel hat daher neue Formeln zur Berechnung derselben entwickelt, welche unabhängig von jener Voraussetzung nur die Annahme, dass die scheinbaren Bahnen der Sternschnuppen grösste Kreise sind, enthalten. Bezeichnet man mit ε den, bei der Angabe des Punktes am Himmel, an welchem die Sternschnuppe zu entstehen oder zu verschwinden scheint, begangenen Fehler, der unter den günstigsten Umständen doch einen halben Grad betragen kann, in der Regel aber einen Grad übertreffen wird, (so dass also ε in der Regel grösser als 0.017453 ist) so erhält man nach Feldt's Berechnung der Brandesschen Beobachtungen von 1823 nach den Besselschen Formeln, die Höhe des Anfangspunktes in geographischen Meilen mit $H \pm a\,\varepsilon$, des Endpunktes mit $H_1 \pm a_1\,\varepsilon$ bezeichnet und unter a a_1 die Zahlenwerthe der zweiten und vierten Columne der folgenden Tafel verstanden, folgende Höhenbestimmungen, denen die von Brandes gegebenen unter der Rubrik h h_1 zur Vergleichung in der 5. und 6. Columne beigefügt sind.

Nummer	H	±	H_1	±	h	h_1
6	11.79	1.23 s	$7.^{69}$	0.27 s	9.7	5.9
10	29.73	2.80	$33.^{73}$	3.78	30.1	41.7
12	16.86	1.12	$8.^{12}$	0.33	13.6	7.4
13	13.12	1.40	$10.^{01}$	0.92	14.0	8.9
14	10.20	0.68	$6.^{75}$	0.41	9.6	4.5
17	27.00	9.20	$14.^{21}$	1.75	19.6	16.0
18	9.53	0.37	$8.^{58}$	0.30	9.5	7.7
20	10.71	∞	$13.^{63}$	∞	10.6	12.6
21	27.11	3.09	$18.^{33}$	1.08	19.8	18.0
22	12.29	3.37	$12.^{73}$	3.32	8.1	17.1
23	14.32	1.07	$13.^{12}$	0.86	14.3	14.3
26	18.33	11.22	$17.^{49}$	16.45	5.2	8.1
30	30.41	2.10	$19.^{61}$	0 80	28.0	20.6
33	20.65	1.99	$11.^{33}$	0.80	18.2	11.2
34	15.67	2.00	$16.^{26}$	2.76	15.2	16.6
35	14.58	1.24	$11.^{01}$	0.95	14.3	9.9
36	26.05	36.25	$32.^{01}$	59.58	36.0	54.2
38	13.65	0.35	$11.^{35}$	0.45	14.2	12.0
40	13.93	0.52	$11.^{73}$	0.50	13.6	11.3
43 b	19.87	6.00	$14.^{24}$	0.62	12.34	9.64
44	12.07	0.98	$8.^{16}$	2.04	13.2	10.1
45	8.70	1.39	$6.^{13}$	1.10	13.8	7.4
46	5.81	0.98	$7.^{03}$	0.59	10.9	8.5
48	14.77	1.55	$15.^{58}$	2.17	9.5	11.2
50 a	20.06	2.37	$13.^{26}$	0.94	25-29	12.6
50 c	16.00	8.55	$9.^{77}$	0.79	14.4	11.9
54	10.96	1.46	$13.^{55}$	0.94	11.8	14.2
57	1.99	0 63	$2.^{56}$	0.71	3.9	3.2
58	13.19	0.63	$13.^{45}$	0.84	12.7	14.0
61	13.09	0.64	$9.^{53}$	1.03	16.1	12.4
62	16.41	2.73	$11.^{11}$	1.04	15.2	11.5

Die Nummern der Sternschnuppen sind die, welche sie in der Brandesschen Abhandlung haben. Nummer 10 ist am 10. August, No. 12, 13, 14, 17, 18 am 11. August beobachtet. Da die Höhe derselben sich an die zu andern Zeiten beobachteten anschliesst, so ist kein Grund vorhanden, in dieser Beziehung die sporadischen Sternschnuppen von den periodischen zu unterscheiden.

Unter den 30 berechneten Sternschnuppen, kommen also 10 aufsteigende vor. Bei 8 derselben, nämlich No. 10, 20, 22, 34, 36, 48, 57, 58, reicht ein Beobachtungfehler von weit weniger als einem Grad, bei No. 46 ein Fehler von einem Grad, bei No. 54 von etwas mehr als einem Grad hin, das Steigen in ein Fallen zu verwandeln. Da nun ausserdem selbst die Sternschnuppe No. 12 der Göttinger Beobachtungen von 1798, auf welche Benzenberg

so viel Gewicht legte, zwar für ihren Anfang 5.87 Meilen, für ihren Endpunkt 12.40 giebt, aber für H — H, die Correction ± 6.58 s Meilen zulässt, so würde bei Fehlern von einem Grad an allen 4 Orten auch diese Sternschnuppe nicht steigen. Man wird daher sehr selten genöthigt sein, das Zerspringen einer Feuerkugel als Grund einer wirklich nachgewiesenen aufsteigenden Bewegung anzunehmen.

Die folgende Tafel, welche aus Benzenbergs Schrift „die Sternschnuppen" p. 315 entlehnt ist, giebt für die Mitternächte des Jahres 1808 die geraden Aufsteigungen und Abweichungen des Punktes, nach welchem man an den verschiedenen Tagen sehen muss, um die meisten Sternschnuppen wahrzunehmen, vorausgesetzt, dass diese entweder als fest im Raume gedacht werden, oder als auf eine Art beweglich, die nicht in Betracht gezogen wird. Bei Bewegung einer nicht rotirenden Erde in einer Kreisbahn, würde die Richtung des Punktes nach welchem die Erde sich bewegt, in der Ekliptik 90 Grade von dem abstehen, an welchem die Sonne erscheint, seine Länge also um 90° geringer sein. Excentricität und Drehungsbewegung können jede ihn um einen Grad ändern. Auch bleibt die Tafel mit Veränderungen, die eben so wenig hierbei in Betracht kommen, für folgende Jahre gültig.

Monat		Gerade Aufsteigung in Stunden	Gerade Aufsteigung in Graden	Abweichung
Januar	0	12h37′	189°15′	— 4.°0
	10	13 15	198 45	— 8. 0
	20	13 54	208 30	— 11. 7
	30	14 33	218 15	— 15. 0
Februar	9	15 14	228 30	— 18. 0
	19	15 55	238 45	— 20. 4
März	1	16 37	249 15	— 22. 1
	11	17 21	260 15	— 23. 2
	21	18 4	271 0	— 23. 4
	31	18 47	281 45	— 23. 0
April	10	19 27	291 45	— 21. 9
	20	20 10	302 30	— 20. 1
	30	20 50	312 30	— 17. 7
Mai	10	21 29	322 15	— 14. 9
	20	22 6	331 30	— 11. 7
	30	22 42	340 30	— 8. 2
Juni	9	23 18	349 30	— 4. 4
	19	23 53	358 15	— 0. 8
	29	0 28	2 20	+ 3. 0

Monat		Gerade Aufsteigung in Stunden	Gerade Aufsteigung in Graden	Abweichung
Juli	9	1 h 3′	15°45,	+ 6.8
	19	1 39	24 45	+10.3
	29	2 15	33 45	+13.6
August	8	2 53	43 15	+16.6
	18	2 32	53 0	+19.2
	28	4 13	63 15	+21.2
Septbr.	7	4 54	73 30	+22.6
	17	5 36	84 . 0	+23.4
	27	6 19	94 45	+23.4
October	7	7 2	105 30	+22.7
	17	7 44	116 0	+21.3
	27	8 26	126 30	+19.3
Novmbr.	6	9 6	136 30	+16.6
	16	9 46	146 30	+13.3
	26	10 25	156 15	+ 9.9
Decbr.	6	11 3	165 45	+ 6.1
	16	11 40	175 0	+ 2.2
	26	12 18	184 30	— 1.9
	36	12 55	193 95	— 6.0

Der von Benzenberg herrührende Vorschlag, das Verschwinden der Sternschnuppen zu Längenbestimmungen zu benutzen, ist von Schumacher mit Erfolg ausgeführt worden durch gleichzeitige Beobachtungen in Altona, Bremen, Breslau und Königsberg.

D.

Zwölfter Abschnitt.

Wärme.

1. Specifische Wärme.

Nachdem Dulong und Petit nachgewiesen hatten, dass Eisen, Quecksilber, Zink, Antimon, Silber, Kupfer, Platin, Glas zwischen 0° und 300° C eine grössere mittlere Wärmecapacität besitzen als zwischen 0° und 100°, dass also nicht nur bei luftförmigen sondern auch bei flüssigen und festen Körpern diese mit der Temperatur steigt, konnte das Dulongsche Gesetz, dass die specifischen Wärmen zweier einfachen Körper sich umgekehrt wie ihre Atomgewichte verhalten, nur unter der Voraussetzung als streng richtig gelten, dass bei höheren Temperaturen diese in demselben Verhältniss abnähmen als jene zunehmen. Aber abgesehen von dieser nicht zuzulassenden Voraussetzung zeigte sich, dass, wenn man die Berzeliusschen Atomgewichte mit den Dulongschen Wärmecapacitäten multiplicirt, das erhaltene Product nur für Blei, Gold, Platin, Zinn, Zink, Kupfer, Nickel, Eisen, Schwefel nahe constant wird, nämlich respective 37.94, 37.04, 38.72, 37 99, 37.36-37.55, 38.19, 37.31, 37.80, hingegen für Wismuth 25.53, für Silber 75.18, für Tellur 73.50, für Kobalt 55.28 ist. Nachdem aber Neumann (Pogg. Ann. 23. p. 1) nachgewiesen hatte, dass bei Oxyden mit 1 Atom Sauerstoff und 1 Atom Metal, Oxyden mit 3 Atomen Sauerstoff gegen 2 Atome Metal, Schwefelmetallen mit 1 Atom Schwefel gegen 1 Atom Metal, wasserfreien, schwefelsauren und kohlensauren Salzen eine ähnliche Relation als die

von Dulong und Petit bei einfachen Körpern gefundene stattfinde, dass nämlich bei jeder dieser Klassen von Körpern die specifischen Wärmen sich umgekehrt wie die Atomgewichte verhalten, war eine die einfachen und zusammengesetzten Körper umfassende Arbeit wünschenswerth, um durch Prüfung einer grossen Reihe derselben zu ermitteln, welche physikalische Bedingungen auf die Wärmecapacität eines Körpers Einfluss haben, die hauptsächlich aber nicht allein als eine Function des Atomgewichtes anzusehen sei. Diese Arbeit ist von Regnault ausgeführt worden. (Annal. de Chim. et de Phys. Tom. 73. p. 5. Pogg. Ann. 51. p. 73. 213. und Troisième serie 1. p. 129.) Wir theilen die erhaltenen Resultate zunächst in zwei Tabellen mit, von denen die erste die einfachen Substanzen, die zweite die zusammengesetzten enthält.

In der ersten Tafel begreift die Abtheilung A die Körper, welche im Zustande vollkommener Reinheit untersucht werden konnten. Die specifische Wärme der Substanzen der zweiten Abtheilung ist etwas zu hoch, da die in einem beschlagenen Tiegel reducirten Substanzen etwas kohlenhaltig waren. Iridium und Mangan waren unrein, die Bestimmungen gelten daher nur als Annäherungen. Die Zahlen der zweiten Columne für Arsen, Jod, Kohle und Phosphor sind von Avogrado bestimmt.

Die zweite Tafel zerfällt in 5 Unterabtheilungen nämlich 1) Legirungen; 2) Oxyde; 3) Schwefelmetalle; 4) Chlor-, Brom-, Jod- und Fluormetalle; 5) Salze. Die mit A bezeichneten Legirungen sind solche deren Schmelzpunkt weit über 100° liegt, die mit B bezeichneten schmelzen hingegen entweder unter 100 oder sind bei 100° nicht weit von ihrem Schmelzpunkt entfernt, so dass sie bei Annäherung zu 100° gewöhnlich sehr weich werden. Für die erste Klasse gilt das Gesetz: dass die specifische Wärme der Legirungen genau die mittlere der specifischen Wärmen der sie zusammensetzenden Metalle ist, unter welcher Voraussetzung die Zahlen der letzten Columne mit der Ueberschrift: „berechnete specifische Wärme" in beiden Abtheilungen der Legirungen berechnet sind. Die Annäherung an den Schmelzpunkt und das damit verbundene Weichwerden der Substanzen steigert die Wärmecapacität bedeutend, denn die berechneten Zahlen bleiben in der zweiten Abtheilung sehr weit hinter den empirisch erhaltenen

zurück, während die erste Abtheilung eine befriedigende Uebereinstimmung zeigt. Die Einheit für sämmtliche in den Tafeln gegebene Zahlen ist die specifische Wärme des Wassers = 1.00000 zwischen den Temperaturgrenzen 0° und 20° C. Zur Bestimmung wurde die Mischungsmethode angewendet. Die in einem Körbchen von dünnem Messingdraht, dessen Gewicht nur einen sehr kleinen Bruch von dem Gewicht der Substanz ausmachte, enthaltene Substanz wurde in einer durch Wasserdampf geheizten Darre erwärmt, und dann schnell in das Kühlgefäss herabgelassen. Die für den Versuch nothwendigen vorläufigen Bestimmmungen für die Bestandtheile des Apparates ergaben

für Messing	0.09391
- Glas	0.19768
- Wasser	1.0080
- Terpentinöl	0.42593

woraus folgt, dass die Capacität des Wassers mit der Temperatur steigt. Bei Körpern, von denen nur kleine Mengen angewendet werden konnten, wurde die fast drittehalb mal stärkere Temperaturerhöhung des Terpentinöls durch die zu bestimmende Substanz statt der eines gleichen Gewichtes Wasser angewendet.

Wo in der folgenden Tafel I. unter der Ueberschrift R. in der vorletzten Colnmne ein Strich sich befindet, ist das von Regnault angenommene Atomgewicht das von Berzelius.

Tafel I. Specifische Wärme einfacher Körper.

	Specif. Wärme		Atomengewicht		Product a.d.spec. Wärme in das Atomengewicht.
	n. Regnault	n. Dalong u. Petit	B.	R.	
Starre einfache Körper.					
Abtheilung A.					
Eisen	0.11379	0.1100	339.21	—	38.597
Zink	0.09555	0.0927	403.23	—	38.526
Kupfer	0.09515	0.0949	395.70	—	37.849
Kadmium	0.05669	—	696.77	—	39.502
Silber	0.05701	0.0557	1351.61	675.80	38.527
Arsen.	0.08140	0.081	470.04	—	38.261
Blei	0.03140	0.02983	1294.50	—	40.647
Wismuth	0.03084	0 0288	886.92	1330.37	45.034
Antimon	0.05077	0.0507	806.45	—	40.944
Zinn v. Banca	0.05623	0.0514	735.29	—	41.345
Zinn v. England	0.05695	—	—	—	—
Nickel (a. d. Oxalat)	0.10863	0.1035	369.68	—	40.160
Kobalt (a. d. Oxalat)	0.10696	0.1498	368.99	—	39.468
Platin gewalzt	0.03243	0.0314	1233.50	—	39.993
Platin-Schwamm	0.03293	—	—	—	—
Palladium	0.05927	—	665.90	—	39.468
Gold	0.03244	0.0298	1243.01	—	40.328
Schwefel	0.20259	0.1880	201.17	—	40.754
Selen	0.0837	—	494.58	—	41.403
Tellur	0.05155	0.0912	801.76	—	41.549
Jod	0.05412	0.089	789.75	—	42.703
Abtheilung B.					
Uran	0.06190	—	2711.36	677.84	41.960
Wolfram	0.03636	—	1183.00	—	43.002
Molybdän	0.07218	—	598.52	—	43.163
Nickel ungeschmolz. kohlenhltg.	0.11192	—	—	369.68	41.376
Nickel geschmls. mehr kohlenhlt.	0.11631	—	—	369.68	42.999
Kobalt ebenso	0.11712	—	—	368.99	43.217
Stahl Hausmannscher	0.11848	—	—	339.21	40.172
Feineisen	0.12728	—	—	339.21	—
Weissroheisen	0.12983	—	—	339.21	—
Kohle	0.24111	0.25	76.44	152.88	—
Phosphor zw. 10° b. 30°	0.1887	0.385	196.14	—	—
— — — 0 b. 100°	0.25142	—	—	—	—
Abtheilung C.					
Iridium, unrein	0.3683	—	1233.50	—	45.428
Mangan, sehr kohlenhalt.	0.14411	—	345.89	—	42.149
Einfache flüssige Körper.					
Quecksilber	0.03332	0.0330	1265.22	—	42.149

Tafel II. Specifische Wärme zusammengesetzter Körper.

1. Legirungen.

	Mittl. spec. Wärme	Atomgewicht	Product beider	Ber. spec. Wärme
Abtheilung A.				
1 At. Blei + 1 At. Zinn	0.04073	1014.9	41.34	0.04039
1 At. Blei + 2 At. Zinn	0.04506	921.7	41.53	0.04461
1 At. Blei + 1 At. Antimon.	0.03880	1050.5	40.76	0.03883
1 At. Wismuth + 1 At. Zinn	0.04000	1032.8	41.31	0.03987
1 At. Wismuth + 2 At. Zinn	0.04504	933.7	42.05	0.04415
1 At. Wismuth + 2 At. Zinn + 1 At. Antimon	0.04621	901.8	41.67	0.04564
1 At. Wismuth + 2 At. Zinn + 1 At. Ant. + 2 At. Zink	0.05657	735.6	41.61	0.05479
Abtheilung B.				
1 At. Blei + 2 At. Zinn + 1 At. Wismuth	0.04476	1023.9	45.83	0.04012
1 At. Blei + 2 At. Zinn + 2 At. Wismuth	0.06082	1085.2	66.00	0.03785
1 At. Quecks. + 1 At. Zinn	0.07294	1000.5	72.97	0.04172
1 At. Quecks. + 2 At. Zinn	0.06591	912.1	60.12	0.04563
1 At. Quecks. + 1 At. Blei	0.03827	1280.1	48.99	0.03234

2. Oxyde.

	Mittlere spec. Wärme	Atomgewicht	Product beider
A. Oxyde RO.			
Bleioxyd pulverförmig	0.05118	1394.5	71.34
— geschmolzen	0.05089	1394.5	70.94
Quecksilberoxyd	0.05179	1365.8	70.74
Manganoxydul	0.15701	445.9	70.01
Kupferoxyd	0.14201	495.7	70.39
Nickeloxyd	0.16234	469.6	76.21
— geglüht	0.15885	469.6	74.61
		Mittel	72.03
Bittererde	0.24394	258.4	63.03
Zinkoxyd	0.12480	503.2	62.77
B. Oxyde $R_2 O_3$.			
Eisenoxyd (Eisenglanz)	0.16695	978.4	163.35
Colcothar, schwach geglüht	0.17569	978.4	171.90
— nochmals geglüht	0.17167	978.4	168.00
— stark geglüht	0.16921	978.4	166.56
— nochmals stark geglüht	0.16814	978.4	164.44

	Mittlere spec. Wärme	Atomgewicht	Product beider
Arsenige Säure	0.12786	1240.1	158.56
Chromoxyd	0.17960	1003.6	180.01
Wismuthoxyd	0.06053	2960.7	179.22
Antimonoxyd	0.09009	1912.9	172.34
		Mittel	169.73
Thonerde (Corund)	0.19762	642.4	126.87
— (Saphir)	0.21732	642.4	139.61
C. Oxyde RO_2.			
Zinnsäure	0.09326	935.3	87.23
Titansäure (künstliche)	0.17164	503.7	86.45
— (Rutil)	0.17032	503.7	85.79
		Mittel	86.49
Antimonige Säure	0.09535	1006.5	95.92
D. Oxyde RO_3.			
Wolframsäure	0.07983	1483.2	118.38
Molybdänsäure	0.13240	898.5	118.96
Kieselsäure	0.19132	577.5	110.48
Borsäure	0.23743	436.0	103.52
E. Verwickelte Oxyde.			
Magneteisenstein	0.16780	1417.6	237.87

3. Schwefelmetalle.

A. Schwefelmetalle RS.			
Schwefeleisen	0.13570	540.4	73.33
Schwefelnickel	0.12813	570.8	73.15
Schwefelkobalt	0.12512	570.0	71.34
Schwefelzink	0.12303	604.4	74.35
Schwefelblei	0.05086	1495.6	76.00
Schwefelquecksilber	0.05117	1467.0	75.06
Schwefelzinn	0.08365	936.5	78.34
		Mittel	74.51
B. Schwefelmetalle R_2S_3.			
Schwefelantimon	0.08403	2216.4	186.21
Schwefelwismuth	0.06002	3264.2	195.90
		Mittel	191.06
C. Schwefelmetalle RS_2.			
Schwefeleisen (Eisenkies)	0.13009	741.6	96.45
Schwefelzinn	0.11932	1137.7	135.66
Schwefelmolybdän	0.12334	1001.0	123.46
		Mittel	129.56

	Mittlere spec. Wärme	Atom-gewicht	Product beider
D. Schwefelmetalle R_2S.			
Schwefelkupfer	0.12118	992.0	120.21
Schwefelsilber	0.07460	1553.0	115.86
E. Verwickelte Schwefelmetalle.			
Magnetkies	0.16023	?	
4. Chlor-. Brom-, Jod-, Fluormetalle.			
A. Chlormetalle R_2Cl_2.			
Chlornatrium	0.21401	733.5	156.97
Chlorkalium	0.17295	932.5	161.19
Quecksilberchlorür	0.05205	2974.2	154.80
Kupferchlorür	0.13827	1234.0	156.83
Chlorsilber	0.09109	1794.2	163.42
		Mittel	158.64
B. Chlormetalle RCl_2			
Chlorbarium	0.08957	1299.5	116.44
Chlorstrontium	0.11990	989.9	118.70
Chlorcalcium	0.16420	698.6	114.72
Chlormagnium	0.19460	601.0	118.54
Chlorblei	0.06641	1737.1	115.35
Quecksilberchlorid	0.06889	1708.4	117.68
Chlorzink	0.13618	845.8	115.21
Zinnchlorür	0.10161	1177.9	119.59
		Mittel	117.03
C. Flüchtige Chlormetalle RCl_4			
Zinnchlorid	0.14759	1620.5	239.18
Titanchlorid	0.19145	1188.9	227.63
		Mittel	233.40
D. Flüchtige Chlormetalle. R_2Cl_6.			
Arsenchlorür	0.17604	2267.8	399.26
Phosphorchlorür	0.20922	1720.1	359.86
		Mittel	379.51
A' Brommetalle R_2Br_2			
Bromkalium	0.11322	1468.2	166.21
Bromsilber	0.07391	2330.0	173.31
		Mittel	169.76
Bromnatrium	0.13842	1269.2	175.65
B' Brommetalle RBr_2			
Bromblei	0.05326	2272.8	121.00

	Mittlere spec. Wärme	Atomgewicht	Product beider
A Jodmetalle R_2J_2			
Jodkalium	0.08191	2068.2	169.38
Jodnatrium	0.08684	1869.2	162.30
Quecksilberjodür	0.03949	4109.3	162.34
Jodsilber	0.06159	2929.9	180.45
Kupferjodür	0.06869	2369.7	182.81
		Mittel	167.45
B'' Jodmetalle RJ_2			
Jodblei	0.04267	2872.8	122.54
Queckeilberjodid	0.04197	2844.1	119.36
		Mittel	120.95
A''' Fluormetalle RFl_2			
Fluorcalcium	0.21492	489.8	105.31

5. Salze.

A. Salpetersaure, $N_2O_5 + R_2O$			
Salpetersaures Kali	0.23875	1266.9	302.49
— — Natron	0.27821	1067.9	297.13
— — Silberoxyd	0.14352	2128.6	305.55
		Mittel	301.72
Salpetersaure, $N_2O_5 + RO$			
Salpetersaurer Baryt	0.15228	1633.9	248.83
B. Chlorsaure, $Cl_2O_5 + R_2O$			
Chlorsaures Kali	0.20956	1532.4	321.04
C. Phosphorsaure, $P_2O_5 + 2R_2O$ (Pyrophosphorsaure)			
Phosphorsaures Kali	0.19102	2072.1	395.79
— — Natron	0.22833	1674.1	382.22
		Mittel	389.01
Phosphorsaure $P_2O_5 + 2RO$			
Phosphorsaures Bleioxyd	0.08208	3681.3	302.14
Metaphosphorsaure $P_2O_5 + RO$			
Metaphosphorsaurer Kalk	0.19923	1248.3	248.64
Phosphorsaure $P_2O_5 + 3RO$			
Phosphorsaures Bleioxyd	0.07982	4985.8	397.96
D. Arsensaure $As_2O_5 + R_2O$			
Arsensaures Kali	0.15631		

	Mittlere spec. Wärme	Atomgewicht	Product beider
$As_2O_5 + 3RO$			
Arsensaures Bleioxyd	0.07280	5623.5	409.37
E. Schwefelsaure $SO_3 + R_2O$			
Schwefelsaures Kali	0.19010	1091.1	207.40
— — Natron	0.23115	892.1	206.21
		Mittel	206.80
$SO_3 + RO$			
Schwefelsaurer Baryt	0.11285	1458.1	164.54
— — Strontian	0.14279	1148.5	164.01
— — Bleioxyd	0.08723	1895.7	165.39
— — Kalk	0.19656	857.2	168.49
— — Bittererde	0.22159	759.5	168.30
		Mittel	166.15
F. Chromsaure			
Neutrales chromsaures Kali	0.18505	1241.7	229.83
Saures chromsaures Kali	0.18937	1893.5	358.67
G. Borsaure $B_2O_6 + R_2O$			
Borsaures Kali	0.21975	1461.9	321.27
— Natron	0.23823	1262.9	300.88
		Mittel	311.07
$B_2O_6 + RO$			
Borsaures Bleioxyd	0.11409	2266.5	258.60
$B_2O_6 + 2R_2O$			
Borsaures Kali	0.20478	1025.9	219.52
— Natron	0.25709	826.9	212.60
		Mittel	216.06
$B_2O_6 + 2RO$			
Borsaures Bleioxyd	0.09046	1830.5	165.54
H. Wolframsaure			
Wolfram	0.09780		
I. Kieselsaure			
Zirkon	0.14558		
K. Kohlensaure $CO_2 + R_2O$			
Kohlensaures Kali	0.21623	865.0	187.04
— — Natron	0.27275	666.0	181.65
		Mittel	184.35

	Mittlere spec. Wärme	Atomgewicht.	Product beider
$CO_2 + RO$			
Kalkspath	0.20858	631.0	131.61
Arragonit	0.20850	631.0	131.56
körniger weisser Marmor	0.21585	631.0	136.20
— grauer —	0.20989	631.0	132.45
Kreide	0.21485	631.0	135.57
Kohlensaurer Baryt	0.11038	1231.9	135.99
— — Strontian	0.14483	922.3	133.58
— — Eisenoxydul	0.19345	714.2	138.16
		Mittel	134.40
Kohlensaures Bleioxyd unrein	0.08596	1669.5	143.55
Dolomit unrein	0.21743	582.2	126.59

Betrachtet man die in der ersten Tafel gegebene specifische Wärme der einfachen Körper, unter denen nur ein flüssiger sich befindet, die übrigen sämmtlich starr sind, so sieht man, dass für die chemisch reinen der ersten Abtheilung die Producte aus der specifischen Wärme in das Atomgewicht zwischen 38 und 42 schwanken bei einer Verschiedenheit des Atomgewichts von 201 bis 1330. Das Dulongsche Gesetz kann also für starre Körper nicht in voller Strenge richtig seyn, auch abgesehen davon, dass das Verhältniss zwichen den Atomgewichten von der Temperatur unabhängig, das zwischen den specifischen Wärmen derselben aber, wenn auch in geringem Grade, davon abhängig ist. Da nun aber Dulong aus der Tonhöhe einer nach einander mit verschiedenen Gasarten gefüllten Zungenpfeife (vermittelst des Laplaceschen Satzes, dass die wahre Schallgeschwindigkeit gleich der von Newton gegebenen sei, multiplicirt mit der Quadratwurzel aus dem Verhältniss der specifischen Wärme der Luft unter constantem Druck zur specifischen Wärme derselben bei constantem Volumen), nachgewiesen hat

1) dass alle Gase, wenn man bei gleicher Temperatur und unter gleichem Druck gleiche Volumina derselben um gleichviel zusammendrückt oder ausdehnt, eine gleiche absolute Wärmemenge entwickeln oder verschlucken;
2) dass die Temperaturveränderungen, welche daraus erfolgen, sich umgekehrt wie die specifischen Wärmen bei constantem Volumen verhalten;

so ist der Satz, dass die specifischen Wärmen der einfachen Gase bei gleichen Gewichtsmengen sich umgekehrt wie ihre Dichtig-

keiten oder Atomengewichte verhalten streng richtig, und zwar unabhängig von der Temperatur, da wegen des gleichen Ausdehnungscoefficienten der Gase das Verhältniss zwischen ihren specifischen Wärmen durch Temperaturveränderungen nicht verändert wird. Es muss also der Zustand der Starrheit oder der Flüssigkeit der Grund seyn, dass das in gasförmigen Körpern ungestört hervortretende Gesetz Modificationen erleidet, oder mit andern Worten, es muss die specifische Wärme auch eine Funktion der Cohäsionsverhältnisse der Körper seyn.

Diess geht nun auch entschieden aus Regnault's Versuchen mit Kohle hervor. Es ergeben sich nämlich für die specifische Wärme verschiedener Kohlenarten folgende Werthe:

Thierische Kohle	0.26085
Holzkohle	0.24150
Coak von Cannel Kohle	0.20307
Steinkohle	0.20085
Anthracitkohle von Wallis	0.20171
— — — Philadelphia	0.20100
Natürlicher Graphit	0.20187
Graphit aus Hochöfen	0.19702
Graphit aus Gasröhren	0.20360
Diamant	0.14687

Die sehr veränderliche Wärmecapacität der Kohle ist also desto geringer, je dichter die Kohle ist.

Gut schmiedbares Kupfer gab bei 2 Versuchen	0.09501 u. 0.09455
dasselbe kalt gehämmert	0.09360 u. 0.09332
in Rothglühhitze angelassen	0.09493 u. 0.09479

also den ursprünglichen Werth.

Blei und Zinn, welche nicht wie das Kupfer durch Harthämmern an Dichtigkeit bedeutend zunehmen, sondern unter dem Prägstock ihre Dichtigkeit unverändert erhalten, zeigten durch diese Operationen keine Veränderung in ihrer specifischen Wärme.

Die Versuche mit Colcothar zeigen, dass wiederholtes Glühen einen ähnlichen Einfluss zeigt.

Wegen dieses Einflusses des Härtens müssen daher die zu untersuchenden Substanzen bei ihrem Erstarren aus dem geschmolzenen Zustande langsam abgekühlt worden seyn, um zuverlässige Resultate zu geben.

Aus den für leicht schmelzbare Legirungen erhaltenen Er-

gehuissen kann man schliesseu, dass Körper, welche, bevor sie schmelzeu, den Zustaud der Weichheit durchlaufen, schon ehe sie fliessen, einen Theil ihrer Schmelzungswärme enthalten, die sich, bei dem Versuch, zu der specifischen Wärme addirt. Da ausserdem die Zunahme der specifischen Wärme mit der Temperatur einem noch unbekannten Gesetz unterworfen seyn wird, so ist es wahrscheinlich, dass in der Wahl der Temperatur, von welcher aus man die specifische Wärme bestimmt, eine Willkührlichkeit liegt, da dieser Ausgangspunkt für verschiedene Snbstanzen wahrscheinlich nicht auf gleiche Weise auf der Curve liegt, welche die Abhängigkeit der specifischen Wärme von der Temperatur darstellt.

Das plötzliche Erglühen gewisser Oxyde, wenn sie einer allmählig steigendeu Erwärmung ausgesetzt werden, erklärt Regnault durch eine sprungweise Abnahme der Wärmecapacität derselben, bei welcher ihre Cohäsionsverhältnisse sich ändern. Der braune, weiche Schwefel, dadurch erhalten, dass man bei 100° dickflüssigen Schwefel in kaltes Wasser giesst, erhitzte sich in der Darre, deren Temperatur 98° war, bis 110° und war nach dem Herausnehmen sehr hart. Der in der gewöhnlichen Lufttemperatur sehr langsam in den normalen Zustand gewöhnlichen Staugenschwefels zurückkehrende weiche Schwefel, erfährt bei 100° diesen Uebergang plötzlich, und entwickelt dabei eine Wärme, welche durch eine plötzliche Verminderung der Wärmecapacität von Regnault erklärt wird, da eine so bedeutende Wärmeerhöhung wohl nicht allein durch Freiwerden latenter Wärme erklärt werden könne.

Aus allen diesen Erscheinungen geht hervor, dass zu einer wahrhaften Vergleichung der Körper in Beziehung auf specifische Wärme die Temperaturen gewählt werden müssten, bei welchen die verglichenen Körper den vollständigsten Isomorphismus, überhaupt die grösste Uebereinstimmung ihrer physischen und chemischen Eigenschaften zeigen.

Mit Berücksichtigung der bisher in der Bestimmung sich geltend machenden störenden Elemente glaubt Regnault den Satz, dass bei allen chemisch ähnlich zusammengesetzten Körpern die specifische Wärme sich umgekehrt wie das Atomengewicht verhalte, durch seine Versuche erwiesen. Da demnach Regnault zu dem von Neumann bereits erhaltenen Resultate gekommen, so mögen zur Vervollständigung der hier gegebenen Daten die von Neumann untersuchten Substanzen hier eine Stelle finden.

	Specifische Wärme.	Atomgewicht.	Product von beiden.
Oxyde R. O.			
Magnesia	0.276	258	71.2
Quecksilberoxyd	0.049	1366	67.2
Zinkoxyd	0.132	503	66.4
Kupferoxyd	0.137	495.7	68.0
Kalk	0.217	356	77.2
		Mittel	70.0
Oxyde $R_2 O_3$			
Eisenoxyd	0.164	978	160.4
Mennige	0.0616	2889	177.9
Chromoxyd	0.196	1003	196.3
		Mittel	178.2
Schwefelmetalle R. S.			
Zinnober	0.0520	1466	76.2
Realgar	0.1111	671	74.55
Bleiglanz	0.0530	1495	79.1
Blende	0.1145	604	69.16
		Mittel	74.75
Wasserfreie schwefelsaure Salze.			
Schwerspath	0.1088	1458	158.6
Anhydrit	0.1854	857	158.9
Cölestin	0.1356	1148	155.7
Bleivitriol	0.0848	1895	160.7
		Mittel	158.5
Wasserfreie kohlensaure Salze.			
Whiterit	0.1078	1231	132.7
Kalkspath	0.2016	632	129.3
Bitterkalkspath	0.2161	588	127.1
Kohlensaurer Strontian	0.1445	923	133.4
Magnesitspath	0.2270	575	130.5
Spatheisenstein	0.1819	715	130.0
Galmei	0.1712	779	133.5
Weissbleierz	0.0814	1671	136.0
		Mittel	131.6

Als hierher gehörige Schriften sind noch zu nennen:

H. **Bredow, über das Verhältniss** der specifischen **Wärme zum** chemischen Mischungsgewichte **und** die sich daraus **ergebenden** Folgerungen **für die Cohäsion** der Körper. **Berlin 1838** 4. 33 Seiten.

Pappenheim de calore Vratislaviae 1835. 8. 24 Seiten.

Schroeder, über die spec. Wärme zusammengesetzter Körper. Ein Beitrag zur Volumentheorie, Pogg. Ann. 52. p. 269.

Neumann commentatio de emendanda formula, per quam calores corporum specifici ex experimentis methodo mixtionis institutis computantur. Regiomonti 1834. 4. 26 Seiten.

Da es für manche Fragen, z. B. für die Erwärmung ungleichartigen Bodens unter gleichen Bedingungen der Einstrahlung, für das mineralogische Kennzeichen des Kaltanfühlens auf die Wärmecapacität bei gleichem Volumen ankommt, so sind die von Bredow in der angeführten Schrift in dieser Beziehung berechneten Werthe der von Dulong und Petit und von Neumann gegebenen specif. Wärme nicht ohne Interesse; sie folgen daher hier.

1. Einfache Körper.

	Specifische Wärme.	
	b. gl. Gewicht.	b. gl. Volum.
Wismuth	0.0288	0.2829
Antimon	0.0507	0.3155
Blei	0.0293	0.3326
Zinn	0.0514	0.3748
Schwefel	0.1880	0.3822
Quecksilber	0.0290	0.3937
Tellur	0.0912	0.5577
Gold	0.0298	0.5739
Silber	0.0557	0.5834
Platin	0.0314	0.6549
Zink	0.0927	0.6360
Kupfer	0.0949	0.8350
Eisen	0.1100	0.8567
Nickel	0.1035	0.8734
Kobalt	0.1498	1.2780

2. Schwefel- und Arsenikverbindungen.

Käufl. Realgar	0.1111	0.3600
Bleiglanz	0.0485	0.3670
Rauschgelb	0.1132	0.3916
Grauspiessglanz	0.0877	0.4036
Zinnober	0.0520	0.4211
Blende	0.1145	0.4649
Molybdänglanz	0.1067	0.4899
Kupferkies	0.1289	0.5374
Speiskobalt	0.0920	0.5841
Arsenikkies	0.1012	0.6201
Schwefelkies	0.1275	0.6429

	Specifische Wärme	
	b. gl. Gewicht.	b. gl. Volum.
Speerkies	0.1332	0.6503
Glanzkobalt	0.1070	0.6739
Magnetkies	0.1333	0.7099

3. Oxyde und Fluorverbindungen.

Minium	0.0611	0 5267
Rothes Quecksilberoxyd	0.049	0.5532
Rothkupfer	0.1073	0.6429
Zinnstein	0.0931	0.6472
Kalkerde	0.217	0 6681
Rutil	0.1724	0.7206
Zinkoxyd	0.132	0.7369
Uranoxyd	0.106	0.7625
Iserin	0.1763	0.8281
Magneteisen	0.1641	0.8359
Antimonige Säure	0.130	0.8704
Kupferoxyd	0 137	0.8810
Magnesia	0.276	0 8832
Eisenglanz	0.1692	0.8885
Wasser	1.0000	1.0000
Flussspath	0.2082	0.6537

4. Kohlensaure und schwefelsaure Salze.

Whiterit	0.1078	0.4636
Strontianit	0.1445	0.5310
Weissbleierz	0.0814	0.5477
Kalkspath	0.2046	0.5555
Aragonit	0 2018	0.5915
Paratomer Kalk	0.1963	0.6046
Bitterkalk	0.2179	0.6350
Magnesit	0.2270	0.6894
Spatheisenstein	0.1825	0 7066
Galmey	0.1661	0.7378
Schwerspath	0.1083	0.4819
Anhydrit	0.1772	0.5263
Bleivitriol	0.0848	0.5341
Gyps	0.2728	0.6302

5. Kieselhaltige Verbindungen.

Adular	0.1861	0.4760
Bergkrystall	0.1894	0.5025
Albit	0.1961	0.5124
Labrador	0.1926	0.5296
Diopsit	0.1906	0.6262
Zoisit	0.1940	0.6383

	Specifische Wärme	
	b. gl. Gewicht.	b. gl. Volum.
Tremolit	0.2070	0.6405
Stralstein	0.2046	0.6547
Basalt. Augit	0.1938	0.6589
Topas	0.2019	0.7064
Chrysolit	0.2056	0.7075
Corund	0.1942	0.8063

Ueber das Steigen der Wärmecapacität des Platin mit der Temperatur hat Ponillet Versuche angestellt (Compte rendu 1836. II. p. 782. Pog. Ann. 39. 573.) zwischen 100° und 1200° C. des Luftpyrometers. Eine 178 Grm. schwere Platinkugel wurde in 1106 Grm. Wasser von 0° getaucht, dessen Temperaturerhöhung gemessen wurde. Die Versuche ergaben

Temperatur.	Mittlere Wärmecapacität für Wasser = 1	Temperatur-Erhöhung d. Wassers.
100°	0.03350	0.54
200	0.03392	1.09
300	0.03434	1.66
400	0.03476	2.25
500	0.03518	2.84
600	0.03560	3.45
700	0.03602	4.08
800	0.03644	4.71
900	0.03686	5.36
1000	0.03728	6.03
1100	0.03770	6.71
1200	0.03812	7.40

Specifische Wärme der Salzlösungen

Bezeichnet T die Temperatur einer Wassermasse M, in welcher eine Masse m eines Salzes, dessen Temperatur t und specifische Wärme für Wasser als Einheit c ist, aufgelöst wird, τ die nach vollendeter Auflösung eintretende Temperatur der Flüssigkeit und λ die dabei gebundene oder entbundene Wärme, so wird dieses λ zusammengesetzt sein aus der bei Auflösung des Salzes latent werdenden Wärme, aus der durch Volumenveränderung sich entwickelnden Wärme und aus der, wenn das Salz mit dem Wasser eine chemische Verbindung eingeht, sich dabei entwickelnden

Wärme. Die Summe dieser drei Grössen mit ihren respective positiven oder negativen Zeichen muss der Salzmasse proportional sein, und ausserdem dieselbe, wenn das Verhältniss der Salzmenge zur Wassermenge constant, wenn also bei zwei aufeinander folgenden Versuchen $\frac{M'}{m'} = \frac{M''}{m''} - = \mu$.

Da nun $M'(T' - \tau') + m'c(t' - \tau') = m'\lambda$

so wird, weil $M' = \mu m'$ bei zwei aufeinanderfolgenden Versuchen, in denen die Temperatur des Salzes ungleich, das Verhältniss der Salzmenge zur Wassermenge aber constant ist,

$$\mu(T' - \tau') + c(t' - \tau') = \lambda$$
$$\mu(T'' - \tau'') + c(t' - \tau'') = \lambda$$

woraus λ und c bestimmt wird.

Rudberg fand auf diese Weise (Pogg. Ann. 35. p. 474.) für Kochsalz

Salzmenge.	Wassermenge.	c	λ
7.740	100	0.1725	15.002
13.089	100	0.1744	12.776
15.400	100	0.1781	11.481
31.441	100	0.1732	6.867
		0.1731	

hingegen für schwefelsaure Talkerde mit Krystallwasser

Salzmenge.	Wassermenge.	c	λ
16.486	100	0.2954	13.615
33.400	100	0.2912	13.918
50.428	100	0.2852	13.672
		0.2906	

im ersten Falle also λ veränderlich, im zweiten constant, wobei für c noch die Wärme zu berücksichtigen wäre, welche das Gefäss, in welchem die Mischung geschieht, aufnimmt.

Bei Salzen, von denen eine Menge m sich mit einer Wassermenge μ chemisch verbindet, wird, wenn L die bei dieser Verbindung entbundene Wärme ist, hingegen l die in der Auflösung verschwindende: $m\lambda = mL - (m + \mu)l$

wo λ durch zwei Versuche, bei welchen das wasserfreie Salz aufgelöst wird, l hingegen durch Auflösung des wasserhaltigen erhalten wird, und daraus L gefunden wird.

Wasserfreie schwefelsaure Talkerde ergab:

Salzmenge.	Wassermenge.	c	λ
8.059	100	0.1185	148.852
5.922	100	0.0934	152.258
2.753	100	0.0916	148.657
		0.1011	149.922

Da die schwefelsaure Talkerde sich mit 7 Atomen Wasser verbindet, so ist

$$\mu = 1.0366\, m$$

also die spec. Wärme des wasserfreien Salzes = 0.1011

— — — wasserhaltigen — = 0.2906

Lösungswärme l = 13.735

Verbindungswärme l = 177.095

Bei Salzen, welche kein Wasser binden, ist $\lambda = l$.

Specifische Wärme der Gasarten.

Apjohn*) trocknet das zu untersuchende Gas vermittelst Durchstreichen durch eine Uförmig gebogene Röhre, in deren horizontalem Theile Schwefelsäure befindlich, und lässt es dann in einer mit Kautschuck daran befestigten Röhre über ein Psychrometer streichen, dessen trocknes Thermometer der Schwefelsäure zu liegt. Bezeichnet c die Wärmecapacität des Gases, d seine Dichtigkeit für atmosphärische Luft als Einheit, δ die Dichtigkeit und l die latente Wärme des Wasserdampfes, e' die der Temperatur t' entsprechende Elasticität des Dampfes, t die Temperatur des trocknen Thermometers bei dem barometrischen Drucke p, so ist nach Apjohn

$$c = \frac{e' l}{48\,(t - t')}\,\frac{30}{p}$$

während nach Gay-Lussac (Ann. de Chim. et de Phys. 1822. 21. p. 81.)

$$c = \frac{e'\,\delta\,l}{d\,(p - e')\,(t - t')}$$

sein würde, hingegen nach Suerman (Ann. de Ch. et de Ph. 63. p. 315, Pogg. Ann. 41. 474)

$$c = \frac{5\,e'\,(650 - t')}{8\,d\,(p - e')\,(t - t')}$$

wobei δ die Dichtigkeit des Wasserdampfes $= \frac{5}{8}$ gesetzt ist, und

*) London and Edinb. Phil. Mag. Nov. 1835. p. 385.

statt der constanten Zahl 550° für die latente Wärme des Wasserdampfes bei 100° C. die veränderliche Grösse $650 - t'$ genommen, weil nicht die latente Wärme des Wasserdampfes eine bei jeder Temperatur constante Grösse ist, sondern die absolute Wärmemenge, d. h. die Summen seiner latenten und seiner fühlbaren Wärme.

Die von Suerman mit einem ähnlichen, aber verbesserten Apparate erhaltenen Werthe, verglichen mit denen von Apjohn und von Delaroche und Bérard sind:

Specifische Wärme bei gleichem Volumen für Luft als Einheit.

	Delaroche u. Bérard	Dulong.	Apjohn.	Suerman.
Luft	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
Sauerstoff	0.9765	1.0000		0.9954
Wasserstoff	0.9033	1.0000	1.8948	1.5979
Stickstoff	1.0000		0.9887	1.0005
Kohlenoxyd	1.0340	1.0000	1.0808	0.9923
Stickstoffoxydul	1.3503	1.227	1.1652	1.1229
Kohlensäure	1.2585	1.249	1.0146	1.0655
Oel bildendes Gas	1.5530	1.754		
Wasserdampf	1.9600			

Specifische Wärme bei gleichen Gewicht für Luft als Einheit.

Luft	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
Sauerstoff	0.8848	0.9069		0.9028
Wasserstoff	12.3401	14.5348	27.5407	20.3191
Stickstoff	1.0318		1.0169	1.0293
Kohlenoxyd	1.0805	1.0267	1.1161	1.0253
Stickstoffoxydul	1.8878	0.8035	0.7631	0.7354
Kohlensäure	0.8280	0.8195	0.7161	0.6975
Oel bildendes Gas	1.8878	1.7898		
Wasserdampf	3.1360			

Specifische Wärme bei gleichem Gewicht für Wasser als Einheit.

	Delaroche u. Bérard.	Suerman.
Luft	0.2669	0.3406
Sauerstoff	0.2361	0.2750
Wasserstoff	3.2936	6.1892
Stickstoff	0.2754	0.3135
Kohlenoxyd	0.2884	0.3123
Stickstoffoxydul	0.2369	0.2240
Kohlensäure	0.2210	0.2124
Oel bildendes Gas	0.4207	

Bei diesen Versuchen war die Geschwindigkeit des Luftstromes für alle Gase gleich, wegen des Unterschiedes der Dichtigkeit aber die Gasmenge, welche in einer gegebenen Zeit hindurchströmte, ungleich, für atmosphärische Luft, Wasserstoffgas und Kohlensäure im Verhältniss 4938 : 340 : 7528; die durch den Wasserstoff gebildete Dampfmenge muss daher kleiner sein als bei Kohlensäure. Nun wird die zur Dampfbildung erforderliche Wärmemenge nicht allein von dem Thermometer hergegeben, sondern auch von den Wänden der Röhre, welche mit dem Thermometer in gegenseitigem Wärmeaustausch durch Strahlung begriffen sind. Der Einfluss der Strahlung ist nothwendig eine Verminderung der Verdampfungskälte und wird bei dem Wasserstoffe ein grösserer sein, als bei der Kohlensäure, weil von jenem weniger Dampf gebildet wird, als von diesem. Eine scheinbar grössere Verdampfungskälte lässt aber auf eine geringere specifische Wärme der vorbeiströmenden Luft schliessen. Daher muss bei dem Wasserstoff die berechnete specifische Wärme überhaupt stärker von der Wahrheit abweichen als bei andern Gasen und zwar zu gross sein. Da dieser Einfluss der Strahlung nicht in Rechnung gezogen wurde, so bedürfen die angegebenen Zahlen noch einer Berichtigung.

Suerman hat noch Versuche angestellt über die specifische Wärme der Luft bei verschiedenem und zwar von 691,10 bis 319,63 Millimeter vermindertem Druck, wobei die Stromgeschwindigkeit grösser als in den frühern Versuchen war, nämlich 20 Liter in jeder Minute, die Zahlen also richtiger sind. Diese Versuche sind in der folgenden Tafel enthalten und berechnet nach der Formel

$$\gamma = a - b \log. p$$

wo, wenn die Constanten a und b nach der Theorie der kleinsten Quadrate berechnet werden:

$$\gamma = 0.5139 - 0.7998 \log. p$$

und wo $\gamma = 0.2835$ für der Druck $p = 760$ wird.

Druck der Ströme.	Temperatur der Ströme.	Temperatur d. verd. Fläche.	Verdunst. Kälte.	Elast. des Wasserdampfes.	beobacht. specif. Wärme.	berechn. specif. Wärme.	Unt.
691.10	21.250	6.031	15.219	7.409	0.2866	0.2866	+ 0.0002
690.49	21.312	6.062	15.250	7.423	0.2869	0.2868	— 0.0001
683.20	20.750	5.750	15.000	7.280	0.2891	0.2872	— 0.0019
639.21	21.438	5.594	15.844	7.210	0.2900	0.2895	— 0.0005
620.24	21.594	5.469	16.125	7.153	0.2915	0.2905	— 0.0010
568.34	21.656	4.812	16.844	6.885	0.2927	0.2936	+ 0.0009
560.75	21.687	4.686	17.000	6.811	0.2917	0.2941	+ 0.0024
556.60	21.875	4.250	16.625	6.626	0.2925	0.2943	+ 0.0018
514.55	21.562	4.187	17.375	6.604	0.3018	0.2970	— 0.0048
508.86	21.750	4.031	17.719	6.535	0.2964	0.2974	+ 0.0010
467.07	20.750	2.937	17.813	6.099	0.3004	0.3004	0.
434.18	21.625	2.750	18.876	6.028	0.3017	0.3029	+ 0.0012
424.68	21.750	2.594	19.156	5.969	0.3011	0.3037	+ 0.0026
381.02	20.938	1.469	19.469	5.557	0.3081	0.3075	— 0.0006
375.96	20.750	1.250	19.500	5.479	0.3075	0.3079	+ 0.0004
339.87	21.500	0.750	20.750	5.308	0.3103	0.3114	+ 0.0011
320.90	21.594	0.406	21.188	5.192	0.3151	0.3134	— 0.0017
319.63	20.750	0.000	20.750	5.859	0.3149	0.3136	— 0.0013

Die specifische Wärme der Luft nimmt also bei um die Hälfte vermindertem Druck etwa um ein Zehntel zu, doch sind die Zahlen keine absoluten, da die Verdunstungsgeschwindigkeit bei der Verdünnung der Luft zunimmt, während die Masse der darüber strömenden Luft sich vermindert, aber nicht angenommen werden kann, dass beide Wirkungen einander das Gleichgewicht halten. Berechnet man nach der von Poisson (Gilb. Ann. 76. p. 269.) gegebenen Formel

$$\gamma = c \left(\frac{P}{p}\right)^{1 - \frac{1}{k}}$$

wo γ die specifische Wärme für den Druck p, c die für den Druck P, und k das Verhältniss der specifischen Wärme bei constantem Druck zu der bei constantem Volumen,

$$\text{also:} \qquad \gamma = 0.2669 \sqrt[3.41]{\frac{760}{p}}$$

so erhält man:

p	γ
760	0.2669
700	0.2734
650	0.2794
600	0.2860

550	0.2935
500	0.3018
450	0.3111
400	0.3222
350	0.3350
300	0.3505

welche Werthe offenbar zu schnell zunehmen.

De la Rive und Marcet haben (bibliothèque universelle 37. p. 360, Pogg. Ann. 52. p. 120.) eine Reihe Versuche über die specifische Wärme gasförmiger, tropfbar flüssiger und fester Körper veröffentlicht. Zur Bestimmung der specifischen Wärme der Gasarten wurde ein ein Schlangenrohr enthaltendes, 37 Millim. hohes und 33 Millimeter weites cylindrisches Gefäss von sehr dünnem Kupfer, von 28.637 Grm. Gewicht, welches 27.093 Grm., also beinahe 27 Cubikcentimeter Wasser fasste, in eine grosse, inwendig geschwärzte kupferne Hohlkugel von 22 Centimeter Durchmesser, welche luftleer gemacht wurde, gestellt und die Erkaltung des mit warmem Terpentinöl gefüllten Kupfergefässes bestimmt. Das äussere Gefäss befand sich in einem Wasserbade von der Temperatur des Zimmers, die Erkaltnng wurde von einem, durch eine dicht angepresste Scheibe herausragenden Thermometer gemessen. Darauf liess man abwechselnd atmosphärische Luft und das zu bestimmende Gas durch das Rohr streichen und beobachtete die nun durch dies Hindurchstreichen gesteigerte Erkaltung, ausserdem durch ein Gasometer die durchströmende Luftmenge. Nach diesem Verfahren war unter constantem Druck die specifische Wärme des Oelgases 1.5309 (nach Dulong 1.531), für Kohlensäure 1.122 (nach Dulong 1.175); Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff gaben bei gleichem Volumen unter constantem Druck dieselbe specifische Wärme als atmosphärische Luft.

Die Versuche sind nach der Formel

$$C = \frac{(\vartheta' - \vartheta''')\, w}{(\vartheta' - \vartheta'')\, W}$$

berechnet, wo C die specifische Wärme des Gases in Bezug auf die der Luft ist, ϑ' die Erkaltungsdauer ohne Durchgang der Luft oder des Gases, ϑ'' die bei Durchgang der Luft, ϑ''' bei Durchgang des Gases, w das in der Zeit ϑ'' durchgegangene Luftvolumen, W das in der Zeit ϑ''' durchgegangene Gasvolumen, die Erkaltung bei allen drei Versuchen aber eine gleiche Anzahl Grade beträgt.

Die specifische Wärme der tropfbar flüssigen Körper wurde vermittelst der Ausstrahlungs-Methode bestimmt, die Substanzen waren dabei in einen 4.775 Grm. wiegenden Platincylinder eingeschlossen. Es fand sich

	Gewichtsmenge.	Spec. Wärme.
Wasser	4.327	1.000
Alcohol	3.470	0.632
Schwefeläther	3.075	0.550
Naphtha	3.076	0.493
Olivenöl	3.895	0.504
Terpentinöl	3 635	0.488
Kohlenwasserstoff v. Faraday	3.500	0.475
Schwefelsäure	7.645	0.349
Schwefelkohlenstoff	6.564	0.329
Brom	13.016	0.135
Quecksilber	57.475	0.0318

Die festen Substanzen befanden sich in einer goldnen Hohlkugel von 12 Millimeter Durchmesser und 3 Grammen Gewicht, die wie der Platincylinder der vorigen Versuche in einer 123 Millimeter weiten, inwendig geschwärzten und luftleer gemachten Hohlkugel von Kupfer, deren Temperatur durch eine Eishülle auf Null erhalten wurde, ausstrahlte. Die gefundenen Werthe waren

	Gewichtsmenge.	Spec. Wärme.
Kupfer	7.549	0.095
Zinn	9.024	0.0514
Kobalt	8.969	0.1172
Selen	7.658	0.0834
Kadmium	10.540	0.0576
Molybdän	6.862	0.0659
Wolfram	14.728	0.035
Kohle *)	3.196	0.165
Diamantpulver	6.379	0.1192
Schwefelantimon	8.045	0.1286
Schwefeleisen	10.420	0.1396
Schwefelmolybdän	5.556	0.1097
Schwefelquecksilber	16.144	0,0597
Weisse arsenige Säure	9.005	0.1309
Glasige arsenige Säure	8.335	0.1320

*) Durch Verkohlung von Zucker in verschlossenen Gefässen erhalten.

2. Strahlende Wärme.

Mariotte *) machte im Jahre 1686 zuerst darauf aufmerksam, dass die von einem Hohlspiegel reflectirte Sonnenwärme eine Glasplatte leicht durchdringe, dass dieses Glas hingegen die von demselben Spiegel reflectirte Wärme eines lebhaften Kohlenfeuers vollständig aufhalte, während das Lichtbild in beiden Fällen nach eingeschaltetem Glase noch seine vollständige Helligkeit behalte. Zahn in Wien combinirte zuerst die Reflexion zweier Spiegel, indem er die Hitze eines Kohlenfeuers mit einem Brennspiegel von 8 Zoll Brennweite auffing und in der Entfernung von 24 Fuss auf einen kleineren Spiegel von 9 Zoll Brennweite richtete, welcher die Wärmestrahlen in der Art sammelte, dass Zunder und vermittelst desselben ein Schwefelfaden angezündet werden konnte. Scheele zeigte 1777 darauf zuerst, dass diese strahlenförmige Verbreitung leuchtender Wärme unabhängig von der Luft sei. Die von ihm **) angeführten Versuche sind folgende:

1. Man spürt deutlich die aus der Ofenthür streichende Hitze in einer Luft, in welcher man den Hauch sieht.
2. Ein brennendes Licht brennt in dieser aus dem Ofen fahrenden Hitze ruhig, auch steigt Rauch gerade in die Höhe.
3. Der Luftzug aus dem Zimmer in den Ofen hat keinen Einfluss auf diese Hitze.
4. Durch starken Seitenwind kann man dieser Wärme eben so wenig wie den Sonnenstrahlen eine andere Richtung geben, doch spürt man auf der Seite diesen Wind, aber er ist kalt.
5. Bekanntlich erscheint der durch das Sonnenlicht an einer weissen Wand verursachte Schatten eines glühenden oder nur

*) Traité des Couleurs II. discours 1, des couleurs, qui paroissent dans les corps lumineux.

**) Chemische Abhandlung von Luft und Feuer p. 58.

heissen Körpers mit einem Dunst umgeben, welcher zu zittern scheint, wegen der durch die Luft mehr gebrochenen Lichtstrahlen. Keinen solchen zitternden Schatten erblickt man an der Wand, wenn die durch die Fensterscheiben gehenden Sonnenstrahlen die aus dem Ofen streichende Hitze durchschneiden und auf die entgegengesetzte Wand fallen. Hängt man hingegen in dieser Hitze ein heisses Eisen auf, welches in derselben erhitzt worden, so wird man in der Luft und an der Wand das gewöhnliche Zittern bemerken.

6. Eine zwischen gehaltene Glasscheibe fängt alle Hitze auf und doch sieht man das Feuer.
7. An dem von einem ebenen Spiegel zurückgeworfenen Lichte des Feuers bemerkt man nicht die geringste Wärme, während der Spiegel alle Wärme behält.
8. Ein polirtes Metallblech wird nicht warm, wirft aber Licht und Wärme auf gleiche Weise zurück.
9. Ein metallener Hohlspiegel bildet einen Brennpunkt, welcher Schwefel zündet, ohne dass der Spiegel warm wird. Lässt man ihn hingegen mit Russ über einem Lichte anlaufen, so kann man ihn nicht lange in der strahlenden Ofenhitze halten, ohne sich die Finger zu verbrennen.
10. Der helle Brennpunkt in einem metallenen Hohlspiegel ist warm, wenn das Licht auf ihn von einem Metallblech reflectirt wird, nicht aber von einem Glasspiegel.
11. Eine Glasscheibe zwischen dem Ofen und Hohlspiegel nimmt dem Brennpunkte desselben seine Wärme. Auch die von Brenngläsern erzeugten Brennpunkte haben nicht die geringste Wärme, obgleich die Metallspiegel in einem Strome aufsteigender warmer Luft sich erwärmen.

Schecle unterscheidet demnach strahlende Wärme, welche sich nach allen Seiten gleichmässig verbreitet, von der, welche mit der Luft vereinigt in die Höhe steigt.

In demselben Jahre zeigte Lambert*) aus der Erwärmung von fünf der Strahlung einer Glutpfanne ausgesetzten, in 12.″63, 23.″05, 34.″51, 46.″25, 58.″10 horizontaler Entfernung aufgestellten Thermometern, welche Erwärmung 15.°3, 4.°7, 2.°0, 1.°1, 0.°7 betrug, dass die strahlende Wärme im Verhältniss des Qua-

*) Pyrometrie p. 197.

drates der Entfernung abnehme, da die unter dieser Voraussetzung berechneten Zahlen 15.°3, 4.°6, 2.°0, 1.°1, 0.°7 hätten sein müssen. Dieses Gesetz ist neuerdings durch Versuche von Melloni bestätigt worden (Pogg. Ann. 39. 566.), welcher in den Entfernungen 60, 70, 100 die relativen Intensitäten 28.73, 21.10, 1034 von den Strahlen einer glühenden Platinspirale erhielt, welche die constanten Producte 10342.8, 10339.0, 10340.0 geben. Lambert scheint auch der erste gewesen zu sein, welcher die Reflexion der dunkeln strahlenden Wärme nachwies. Er schlug zu diesen Versuchen eine Hohlkugel von Kupfer vor, welche vor dem Versuch mit glühenden Kohlen gefüllt wird, die dann von Pictet mit einer massiven eisernen und später mit einer mit heissem Wasser gefüllten vertauscht wurde. Pictet*) führte zuerst bei diesen Versuchen das empfindlichere Luftthermometer ein und dehnte dadurch die Ausstrahlung der dunkeln Wärme bis auf niedere Grade aus, indem er zeigte, dass durch eine erkältende Mischung im Brennpunkt des einen der conjugirten Spiegel das im Brennpunkt des andern befindliche Luftthermometer sank. Auch fand er, dass geschwärzte Thermometer sich schneller und bedeutender, der Wirkung strahlender Wärme ausgesetzt, erwärmen, als metallisch glänzende, dass eine belegte Glasplatte mehr Wärme hindurchlässt, wenn die rauhe Oberfläche des Amalgams der Wärmequelle zugewendet ist, als die innere spiegelnde Seite, und dass der Unterschied bei Umdrehung der Glasplatte noch bedeutender wird, wenn statt des Amalgams die eine Seite derselben mit Tusche oder Russ geschwärzt ist. Dass die Strahlung auch durch einen leeren und einen mit Dämpfen erfüllten Raum stattfinde, zeigte Pictet durch Erwärmung eines in einer luftleeren Glocke eingeschlossenen Thermometers, auf dessen Kugel sich die von einem Hohlspiegel reflectirten Strahlen eines Wachslichtes vereinigten. Die grosse Geschwindigkeit der Strahlung folgte aber aus dem augenblicklichen Ansteigen eines Thermometers, wenn der verdeckende Schirm des einen der 69′ von einander entfernten conjugirten Spiegel plötzlich weggenommen wurde. Die Strahlung im luftleeren Raume ist später von Humphry Davy evidenter nachgewiesen worden, welcher beide parabolische Brennspiegel unter der Campane einer Luftpumpe anbrachte, und im Brennpunkte des obern durch eine

*) Essai sur le feu.

galvanische Batterie Platindrath und Kohlenspitzen zum Glühen brachte. Das Ansteigen des untern Thermometers betrug gleichviel im luftvollen und im luftleeren Raume.

Der Pictet'sche Versuch mit der geschwärzten Glasplatte gab Maycock*) Veranlassung zu einem Verfahren, um darüber zu entscheiden ob die Wärme feste Körper wirklich durchstrahle. Lässt man nämlich die Strahlen durch die ungeschwärzte Glasplatte auf das Thermometer fallen, so erhält dies die von der ihm zugekehrten Fläche ausgehenden Strahlen der Wärme, welche durch Leitung von der der Wärmequelle zugewandten Fläche zu ihr gelangt sind, und ausserdem die direct durchgelassenen Strahlen. Schwärzt man hingegen die der Wärmequelle zugewandte Seite, so werden die letztern aufgehoben. Dass im letztern Falle die Wärme wirklich geringer sei, zeigte Delaroche**). Den Durchgang durch flüssige Körper bewies hingegen Prevost***) auf eine directere Weise, indem er zeigte, dass eine Flamme durch den sich immer erneuernden Wasserstrahl eines Springbrunnens hindurch ein Thermometer erwärme.

In §. 349 der Pyrometrie stellt Lambert für die strahlende Wärme den Satz auf, dass die schief von der Oberfläche eines Körpers ausgesendete Wärme proportional dem Sinus des Winkels sei, welchen die ausfahrenden Strahlen mit dieser Oberfläche machen, dass also eine Kugel nach einer bestimmten Richtung so viel Wärme aussende, als der auf diese Strahlen senkrechte grösste Kreis dieser Kugel. Dieses Fundamentalgesetz ist durch Leslie†) dadurch empirisch erwiesen worden, dass er zeigte, dass ein cubisches Gefäss durch zwei gleich grosse Oeffnungen in zwei hinter einander gestellten parallelen Schirmen bei verschiedener Neigung seiner Vorderfläche gegen die Ebene der Schirme stets hinter den Oeffnungen eine gleiche Wärme hervorbringe, ein Beweis, ganz analog dem photometrischen von Lambert, der aus der überall scheinbar gleichen Helligkeit der Sonnenscheibe auf das Vorhandensein dieses Gesetzes für das Licht schloss.

Die Erfahrung, dass alle Körper, wenn sie in einem geschlos-

*) Nicholson Journal Vol. 26. Mai, Juni 1810.

**) Observations sur le calorique rayonnant. Journal de physique par Delametherie Ann. 1812.

***) Mémoire sur la transmission du calorique à travers l'eau et d'autres substances.

†) Experimental inquiry into the nature and propagation of heat. 1804.

senen Raume sich befinden, endlich die Temperatur dieses Raumes annehmen, führte Prevost *) zu der Theorie des beweglichen Gleichgewichts der Wärme, nach welcher jeder Körper in fortwährendem Wärmeaustausch mit seiner ihm sichtbaren Umgebung begriffen, seine Temperatur so lange ändert, bis Ein- und Ausstrahlung einander das Gleichgewicht halten. Nachdem nun Fourier bewiesen, dass, wenn das Gesetz des Sinus nicht bei der Wärmestrahlung von einer Oberfläche befolgt werde, ein Theilchen derselben nicht nothwendig die Temperatur des ihn umschliessenden Raumes annehmen werde, entstand die Frage, aus welchen physikalischen Gründen die ausstrahlende Wärme das Lambert'sche Gesetz befolge. Diese Frage beantwortete Fourier durch die Annahme, dass die Strahlung nicht allein von der Oberfläche der Körper ausgeht, sondern auch von Theilen, welche innerhalb einer gewissen Tiefe unter derselben liegen. Da nun die von den schief austretenden Strahlen innerhalb des Körpers durchlaufenen Wege sich wie die Secanten ihrer Winkel mit dem normal austretenden Strahle verhalten, so folgt das Gesetz des Sinus als unmittelbare Folge dieser Betrachtung. Die hieher gehörigen Untersuchungen finden sich in folgenden Schriften:

Fourier théorie analytique de la chaleur. 1. vol. 4. 650 Seiten.

Fourier sur la théorie physique de la chaleur rayonnante. Ann. de Ch. et de Ph. 6. p. 259—303.

Fourier remarques sur la théorie mathématique de la chaleur rayonnante ib. 6. p. 337—365.

Fourier résumé théorique des propriétés de la chaleur rayonnante ib. 27 p. 236—80.

Poisson sur la chaleur rayonnante ib. 26 p. 225—245.

Poisson discussion relative à la théorie de la chaleur rayonnante ib. 27. p. 37—55.

Poisson lois de la chaleur rayonnante in Poisson théorie mathématique de la chaleur chap. 2. p. 24—65.

Ein wesentlicher Schritt zur Verfeinerung der Beobachtungen geschah durch die Einführung des Differential-Thermometers durch Rumford **) und Leslie. Da aber Delaroche bereits nachgewiesen hatte, dass Wärme, welche eine Glasplatte durch-

*) Recherches physico-mecaniques sur la chaleur. Genève 1792. 8.

**) Mémoires sur la chaleur.

strahlt hatte, eine zweite leichter durchdringt, so folgte unmittelbar daraus, dass die durch eine Glasplatte hindurchgegangene Wärme bereits eine Modification erfahren hat und die an ihr wahrgenommenen Erscheinungen bereits secundärer Natur sind. Da nun bei den Rumford'schen und Leslie'schen Apparaten die thermoskopische Substanz Luft ist, welche in einer Glashülle eingeschlossen ist, so konnten die an ihnen erhaltenen Resultate nicht die primären Phänomene der strahlenden Wärme darstellen. Dies war erst durch Apparate möglich, bei welchen die strahlende Wärme direct auf die thermoskopische Substanz wirkte, d. h. durch Thermomultiplicatoren. Es wird daher passender sein, die auf diesem Wege von Melloni und Forbes erhaltenen Resultate hier unmittelbar anzuknüpfen, um bei den einzelnen Phänomenen deutlicher zu zeigen, in wie fern und warum die früher erhaltenen Ergebnisse davon abweichen. Diess gilt sowohl von den mit terrestrischer als mit Sonnenwärme erhaltenen Resultaten.

Die hieher gehörigen Abhandlungen sind folgende:

Melloni mémoire sur la transmission libre de la chaleur rayonnante par différens corps solides et liquides presenté à l'académie des sciences 4. Février 1833. Ann. de Chim. et de Ph. 53. p. 5. Pogg. Ann. 35, p. 112.

Melloni nouvelles recherches sur la transmission immédiate de la chaleur rayonnante par différens corps solides et liquides presenté 21. Avril 1834. Des modifications, que subissent les transmissions calorifiques par le changement de la source rayonnante. Ann. de Chim. et de Phys. 55. p. 337. Poggend. Ann. 35. p. 385.

Vorläufige Notizen von diesen Untersuchungen über den freien Durchgang der strahlenden Wärme durch verschiedene starre und flüssige Körper in Pogg. Ann. 27. p. 240, 638, 643.

Die Untersuchungen über die Wärme des Sonnenspectrums finden sich in Poggendorff's Annalen 24. p. 640. und 34. p. 559, in den Ann. de Chim. et de Ph. 48. p. 385 und l'Institut No. 84. p. 410. Die im ersten Bande des Repertoriums bereits aufgenommenen Abbildungen der von Melloni angewendeten Apparate Tafel II. Fig. 3. 7. 8. 9. 10. 13. 16. sind entlehnt aus Poggend. Ann. 35. Taf. III. In der dort befindlichen „Beschreibung eines Apparates zur Anstellung aller Versuche über die strahlende Wärme nebst einigen neuen Thatsachen über die Wärme-

quellen und deren Strahlen (aus l'Institut No. 89. p. 22.) sind die Hauptresultate über den unmittelbaren Durchgang, die Brechung, Zurückwerfung der Wärme, das Diffusionsvermögen und Absorptionsvermögen der Substanzen in Beziehung auf dieselbe angeführt. Den Einfluss der äussern und innern Reflexion bei dem Durchgang der Wärme durch eine Platte erörtert Melloni im Instit. 130. p.350. Pogg. Ann. 38. p. 40. Die Gesetze der mit der Dicke der von der Wärme durchlaufenen Substanz zunehmenden Absorption der Wärme finden sich in dem Berichte Biot's an die Pariser Akademie über Melloni's Versuche in Pogg. Ann. 38. p. 1. und 39. p. 250, 436, 544. Die Polarisation der Wärme durch Refraction wurde zuerst von Forbes erwiesen. Die hierher gehörigen Abhandlungen sind:

Forbes on the refraction and polarization of heat. Edinb. Phil. Transact. XIII. p 131. (5. u. 9. Januar 1835.) Die Abhandlung enthält 1. Versuche über die Wärme des Mondlichts, 2. über die Polarisation der Wärme durch Turmaline, 3. über die Polarisation der Wärme durch Brechung und Reflexion, 4. über die Depolarisation und Doppelbrechung der Wärme.

Forbes Researches on Heat II Series ib. p. 446. Fortsetzung und Circularpolarisation der Wärme; III Series ib. XIV. on the unequally polarizable nature of different Kinds of heat; IV. Series ibid XV on the effect of the mechanical texture of screens on the immediate transmission of radiant heat.

Forbes memorandum on the intensity of reflected light and heat (Proceedings of the Royal Society of Edinb. March 18. 1839.

Die Untersuchungen Melloni's über die Polarisation sind in folgenden Abhandlungen, welche zugleich viele auf die Zerstreuung der Wärme sich beziehende Beobachtungen enthalten, niedergelegt:

Melloni, über die Polarisation der Wärme, Pogg. Ann. 39. 1. und 43. p. 18. 257.

Melloni, Untersuchungen über die strahlende Wärme, Pogg. Ann. 51. p. 73. Compte rend. 10. p. 826.

Biot und Melloni, über die Polarisation der Wärmestrahlen durch progressive Drehung, Compt. rend. N. 8. p. 194. Pogg. Ann. 38. p. 202.

Die Zerstreuung ist am ausführlichsten untersucht in:

Melloni, über die Beständigkeit der Wärmeabsorption des Kien

russes und der Metalle, und über das Dasein eines Diffusionsvermögens, welches durch seine Veränderungen den Werth des Absorptionsvermögens bei den übrigen Körpern verändert Pogg. Ann. 52. p. 421, 573.

Folgende Abhandlungen erläutern sich unmittelbar durch ihre Titel:

Melloni, über das Gesetz der Abnahme der strahlenden Wärme mit der Entfernung, Pogg. Ann. 44. p. 124.

Melloni, Betrachtungen und Erfahrungen über die Diathermansie oder Wärmefärbung der Körper, Ann. de Ch. et de Ph. 62. p. 40. Pogg. Ann. 48. p. 326. und 49. p. 577.

Melloni, über den angeblichen Einfluss der Rauhheit und Glätte auf das Wärmeausstrahlungs-Vermögen der Oberflächen, Compt. rend. 7. p. 298, Pogg. Ann. 45. p. 57.

Melloni, über die Ursache der Unterschiede zwischen dem Absorptionsvermögen polirter und geätzter Metallblättchen, und über deren Anwendung auf die Vervollkommnung der Wärmereflectoren, Compt. rend. 12. p. 375. Pogg. Ann. 53. p. 268.

Melloni, über die Reflexion der strahlenden Wärme, l'Instit. No. 130. p. 355, Pogg. Ann. 37. p. 212.

Melloni, über die Absorption der Wärmestrahlen durch die Atmosphäre der Erde, Ann. de Ch. et de Ph. 62. p. 334, Pogg. Ann. 49. p. 585.

Melloni, über die Ursache des frühzeitigen Schmelzen des Schnee's an Pflanzen, Pogg. Ann. 44. p. 357.

Allgemeine Ansichten besprechen die folgenden Aufsätze:

Melloni, Betrachtungen und Versuche über die Einerleiheit der Licht und strahlende Wärme erzeugenden Wesen, Ann. de Ch. et de Ph. 59. p. 418, Pogg. Ann. 37. p. 486.

Melloni, über einige Hauptpunkte in der Lehre von der strahlenden Wärme (gegen Hudson und Baden Powell in Report of the third meeting of the British Association) Pogg. Ann. 37. p. 106.

Baden Powell report on the recent progress of discovery relative to radiant heat. London 1841. 8.

Der speciellen Betrachtung der einzelnen Erscheinungen möge eine kurze Uebersicht der Hauptergebnisse vorausgehen.

Licht, welches von einer Lichtquelle auf einen nicht leuchtenden Körper trifft, wird von diesem entweder am Fortgang ge-

hindert, oder nicht. Im erstern Falle heisst der Körper undurchsichtig, im letztern durchsichtig. Strahlende Wärme erfährt eine ganz ähnliche Wirkung. In Beziehung auf sie zerfallen die Körper daher ebenfalls in zwei Klassen, in undurchwärmige und durchwärmige, diathermane und athermane. Diese beiden Eigenschaften der Materie sind aber von einander unabhängig, d. h. ein Körper, z. B. Glas, Wasser, kann einen hohen Grad von Durchsichtigkeit besitzen und der strahlenden Wärme einen nur geringen Durchgang gestatten, und umgekehrt können vollkommen undurchsichtige Körper, z. B. schwarzer Glimmer, das Licht am Fortgange hindern, hingegen noch sehr merkliche Wärme hindurchlassen. Es giebt aber auch Substanzen, welche, wie z. B. Steinsalz, hohe Durchsichtigkeit mit grosser Durchwärmigkeit verbinden, und andere, die, wie die Metalle, beiden Wirkungen mit gleicher Energie den Weg versperren.

Bei dem Eintritt des Lichtes in einen durchsichtigen Körper wird seine Richtung jenseits der Berührungsebene des Einfallspunktes nur im Falle senkrechter Incidenz nicht verändert. Diese Brechung des Lichtes tritt auch bei leuchtender und dunkler Wärme ein. Für beide verwandelt sich die Brechung in totale Reflexion, wenn Licht oder Wärme unter einem sehr stumpfen Winkel aus einem dichteren Mittel in ein weniger dichtes austreten.

Das von einem undurchsichtigen Körper aufgehaltene Licht wird entweder nicht zurückgesendet, absorbirt, oder vorwaltend nach bestimmten Richtungen zurückgeschickt, gespiegelt, oder gleichmässig nach allen Richtungen zerstreut. Diese Erscheinungen der Absorption, Spiegelung und Diffusion gelten in gleicher Weise für die Wärme. Auch hier nimmt die Absorption mit der Dicke der absorbirenden Schicht zu, auch hier giebt es eine doppelte Spiegelung, die eine an der Aussenfläche, die andere an der Innenfläche des Körpers, auch hier nach allen Richtungen zerstreuende Oberflächen.

Aber in Beziehung auf Brechung und Absorption verhalten sich nicht alle Lichtquellen gleich. Das gelbe Licht einer Weingeistflamme, deren Docht mit Kochsalz eingerieben ist, wird in viel stärkerem Maasse durch ein rothes und blaues Glas verdunkelt als durch ein gelbes, während hingegen das Roth einer Strontianflamme durch ein rothes Glas viel sichtbarer ist, als durch ein blaues und gelbes. Ebenso ist die Ablenkung jenes gelben und dieses rothen

Lichtes in einem Prisma verschieden, so wie die Brennweite in Linsen eine andere. Das also, was auf das Auge den Eindruck einer verschiedenen Farbe macht, wird von farbigen Medien in ungleicher Weise absorbirt und bei der Brechung in farblosen Körpern ungleich von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt.

Auch in dieser Beziehung finden für die Wärme ganz entsprechende Verhältnisse Statt. Wärme, welche ein mit warmem Wasser gefülltes geschwärztes Kupfergefäss aussendet, wird von einer klaren Beryllplatte vollkommen aufgefangen, während Kupfer erhitzt bis 390° C. dann noch 13 Procent durchsendet, das glühende Platin einer aphlogistischen Lampe 23, die Wärme einer Locatelli'schen Oellampe hingegen 54 Procent. Steinsalzplatten mit einer dünnen Schicht Kienruss, welchen man vermittelst einer Kerzenflamme aufträgt, bedeckt, lassen hingegen Wärmestrahlen aus Quellen von niederer Temperatur in grösserem Verhältniss hindurch, als Strahlen aus Quellen von höherer Temperatur. Wir sind daher berechtigt, ähnliche Unterschiede, wie wir sie in Beziehung auf durchsichtige Körper mit farblos und farbig bezeichnen, auch für die durchwärmigen Körper anzuerkennen und daher das klare Steinsalz dem farblosen Glase zu vergleichen, indem dasselbe Wärmestrahlen der verschiedensten Quellen ungeschwächt durch Absorption hindurchlässt. Diese auswählende Absorption nennt Melloni Diathermansie oder partielle Diathermanität. Wärmequellen, deren Strahlen von demselben Medium verschieden absorbirt werden, zeigen auch ungleiche Brechbarkeit durch dasselbe Prisma.

Lässt man weisses Licht durch eine tief grüne Glasplatte hindurchscheinen, so werden die daraus hervortretenden grünen Strahlen von einem rein rothen Glase so vollständig absorbirt, dass eine Combination beider Gläser eine Verdunkelung erzeugt, die in keinem Verhältnisse steht zu der durch jede einzelne Platte einzeln hervorgerufenen Schwächung des durchstrahlenden Lichtes. Lässt man Sonnenlicht durch eine besondere Art grünlichen, durch Kupferoxyd gefärbten Glases und eine Wasserschicht hindurchgehen, so wirkt es nicht mehr wärmend auf die empfindlichsten Thermoskope, selbst wenn man es durch Steinsalzlinsen in der Weise concentrirt, dass es ebenso glänzend ist wie directes Sonnenlicht.

Fällt Licht auf eine rauhe Fläche, so wird der zurückgesendete Antheil nach allen Richtungen gleichmässig zerstreut, der übrige

absorbirt. Bei schwarzen Körpern ist der letztere Antheil der am bedeutendsten überwiegende, bei weissen der erstere, während farbige und graue Körper die Mitte zwischen jenen beiden Extremen halten. Für die Zerstreuung der Wärme wirken schwarze Substanzen wie für das Licht, weisse Körper für Wärme wie farbige für Licht, endlich metallische für Wärme wie weisse für das Licht.

Die Wärme ist so wie das Licht der Polarisation fähig und zwar durch Spiegelung, Brechung und Doppelbrechung. Hingegen fehlen bis jetzt im Gebiete der Wärme entschiedene Interferenz-Phänomene.

Die Körper werden in unmessbarer Zeit durchstrahlt.

Stellen wir daher die gemeinsamen und unterscheidenden Eigenschaften neben einander, so finden wir

Licht.		Wärme.
Durchsichtige Körper	entsprechen	diathermanen.
Undurchsichtige	—	athermanen.
Farblos durchsichtige	—	dem Steinsalz.
Schwarze Körper	—	den schwarzen.
Farbig undurchsichtige	—	den weissen.
Weiss undurchsichtige	—	rauhen metallischen Oberflächen.
Weiss leuchtende Körper	—	Wärmequellen hoher Temperatur.

Gemeinsame Phänomene im Gebiete des Lichtes, Schalles und der strahlenden Wärme sind:

	Licht	Wärme	Schall
Reflexion	—	—	—
Brechung	—	—	—
Interferenz	—	(fehlt)	—
Polarisation	—	—	(fehlt)

Entsprechende Vorstellungen in diesen Gebieten sind, wenn man die Phänomene als durch Schwingungen hervorgebracht ansieht

	Licht	Wärme	Schall
Elongation der Schwingungen	Helligkeit	Temperatur	Stärke
Anzahl der Schwingungen in gegebener Zeit	Farbe	Wärmefärbung	Höhe des Tones
Gestalt der Schwingungen	Polarisation	Polarisation	Klang *)

*) Wenn man den Klang durch Stattfinden anderer Schwingungen, als den die eigentliche Höhe des Tones bestimmenden erklärt, so führt

Wenden wir uns nun zu der speciellen Erörterung der Erscheinungen.

A. Absorption diathermaner Medien.

1. Das Vermögen der Körper, Wärmestrahlen hindurchzulassen, steht in keiner Beziehung zur Durchsichtigkeit derselben.

Bei den nachfolgenden Versuchen waren die Flüssigkeiten in sehr glatte Glaskasten eingeschlossen, deren parallele Seitenwände vier oder fünf Mal grösser waren als die Oeffnung der Thermosäule. Da die der Wärmequelle zugewendete Seite sich stärker erwärmt als die andere, so entsteht durch Strömungen in der Flüssigkeit eine Erneuerung derselben, analog wie bei Prevost's Versuch mit dem Springbrunnen. Die Menge der durchgelassenen Strahlen bei Steinsalz, Kalkspath, Bergkrystall, Topas, Weissbleierz, Gyps, Citronensalz, Rochellesalz und Alaun verhielt sich wie 92. 62. 54. 52. 20. 15. 12, obgleich ihre Durchsichtigkeit und Farblosigkeit nur geringe Unterschiede zeigt. Der dunkle rothbraune Chlorschwefel lässt weit mehr Wärmestrahlen hindurch als das hellgelbe Nuss-, Oliven- und Rüböl, die wiederum diathermaner sind als wasserhelle Flüssigkeiten, wie Schwefelsäure, Salpetersäure, Aether, Alkohol und Wasser. Der schwefelsaure Kalk und die Citronensäure, obgleich farbloser als Aquamarin, Agat, Turmalin, Borax, Adular und Schwerspath lassen doch weniger Wärme hindurch, ja der in der folgenden Tafel hervortretende Unterschied zwischen Eisalaun und Rauchtopas ist so gross, dass ein Rauchtopas von 86 Millimeter Dicke, welcher nicht einmal grobe Druckschrift durch sich hindurch erkennen liess, 19° Ablenkung zeigte, während ein vollkommen durchsichtiges Alaunplättchen von 1¼ Millimeter Dicke so viel Wärme auffing, dass die Ablenkung der Galvanometernadel nur 6 Grad betrug. Schwarzes Glas lässt sogar bei 2 Millim. Dicke noch von 100 auffallenden Strahlen der Locatelli'schen Lampe 16 hindurch, und ebenso vollkommen undurchsichtiger Glimmer von 0.^{mm}9 Dicke noch 20 (Pogg. A. 35.

---

man immer die Erklärung des Klanges auf eine Gestaltverschiedenheit der Hauptschwingungen zurück, da man die begleitenden kleinen Schwingungen auf die Perioden der Hauptschwingungen zurückführen kann.

p. 404.) Uebrigens findet zwischen der Tiefe der Farbe, wie die vierte Tafel der farbigen Gläser zeigt, und zwischen der Fähigkeit, von Wärme durchstrahlt zu werden, kein Zusammenhang Statt. Die mit einem Sternchen bezeichneten Gläser zeigten, mit den prismatischen Farben verglichen, die grösste Reinheit. Bei Gläsern und Flüssigkeiten scheint im Allgemeinen die Fähigkeit, Wärme hindurchzulassen, der Brechkraft für das Licht parallel zu gehn. (Pogg. Ann. 35. p. 291.)

I) Farblose Gläser von der Dicke 1.88 Mm.

	Ablenk. der Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
Kein Schirm	30°.00	100
Flintglas v. Guinaud	22.90	67
Englisches Flintglas	22.43	65
Französisches Flintglas	22.36	64
Dito, andre Art	22.19	64
Spiegelglas	21.89	62
Dito, andre Art	21.10	60
Dito, andre Art	20.78	59
Französisches Kronglas	20.58	58
Fensterglas	19.25	54
Dito, andre Art	18.56	52
Dito, andre Art	17.83	50
Engl. Kronglas	17.22	49

II) Flüssigkeiten von der Dicke 9.21 Mm.

	Ablenkung d. Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
Spiegelglas	19°.10	53
Farbloser Schwefelkohlenstoff	21.96	63
Stark rothbrauner Chlorschwefel	21.83	63
Farbloses Phosphorchlorür	21.80	62
Farbloser Chlorkohlenwasserstoff	13.27	37
Gelbes Nussöl	11.10	31
Farbloses Terpentinöl	10.83	31
Farbloses Rosmarinöl	10.46	30
Gelbes Rüböl	10.38	30
Grüngelbes Olivenöl	10.35	30
Schwach braungelbe natürliche Naphtha	9.77	28
Merklich gelbbrauner Copaivbalsam	9.39	26
Farbloses Lavendelöl	9.28	26
Sehr schwach gelbliches Nelkenöl	9.26	26
Farblose rectificirte Naptha	9.10	26
Farbloser Schwefeläther	7.59	21
Farblose reine Schwefelsäure	6.15	17
Merklich braunes Nordhäuser Vitriolöl	6.09	17

	Ablenkung d. Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
Farblose Ammoniaklösung	5.47	15
Farblose reine Salpetersäure	5.36	15
Farbloser absoluter Alkohol	5.30	15
Farbloses Kalihydrat	4.63	13
Farblose rectificirte Essigsäure	4.25	12
Schwach bräunliche brenzliche Holzsäure	4.28	12
Farbloses Zuckerwasser	4.20	12
Farblose Alaunlösung	4.16	12
Farbloses Salzwasser a. reinem Steinsalz	4.15	12
Schwach gelbes Eiweiss	4.00	11
Destillirtes Wasser	3.80	11

III) Krystallisirte Körper von der Dicke 2.62. Mm.

	Ablenkung d. Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
Spiegelglass	21°.60	62
Klares Steinsalz	28.46	92
Klarer Kalkspath	21.80	62
ein andrer	21.30	61
Klarer farbloser Bergkrystall	21.64	62
— Starkbrauner Rauchtopas	20.25	57
— Farbloser Brasilianischer Topas	19.18	54
Klares Weisbleierz	18.35	52
Durchscheinender weisser Agat	12.48	35
Schielend gestreifter klarer Schwerspath	11.72	33
Klarer schwachblauer Aquamarin	10.16	29
Durchscheinender gelber Agat	10.10	29
— — Borax	9.87	28
Klarer grüner Turmalin	9.54	27
— schielend gestreifter Adular	8.30	24
— Gyps	7.15	50
— schielend gestreifter Flussspath	5.40	15
— Citronensäure	5.15	15
Durchscheinender Sardonyx	4.98	14
Klares schielend gestreift. kohlens. Ammoniak	4.50	13
— weinsaures Kali-Natron	4.40	12
Klarer Alaun	4.36	12
Klares stark blaues schwefels. Kupfer	0.00	0

IV) Farbige Gläser von der Dicke 1.85 Mm.

	Ablenkung d. Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
*Dunkelviolet	18.62	53
Gelblichroth	18.58	53
Purpurroth	18.10	51
*Lebhaftroth	16.54	47
Blassviolet	16.08	45

	Ablenkung d. Nadel.	Durchgelass. Strahlen.
Orangeroth	15.49	44
Hellblau	15.00	42
Dunkelgelb	14.12	40
Schöngelb	12.08	34
Goldgelb	11.75	33
*Dunkelblau	11.60	33
*Apfelgrün	9.15	26
Mineralgrün	8.20	23
Tiefdunkelblau	6.88	19

Die * bezeichneten besonders rein.

V) Farbige Gläser von der Dicke 1.85 Mm.

		Durchgelass. Strahlen.
Weisses	Glas	40
Dunkelrothes	—	33
Orangefarben	—	29
Lebhaft gelbes	—	22
Apfelgrünes	—	25
Mineralgrünes	—	23
Blaues	—	21
Indigo	—	12
Dunkelviolettes	—	34
Schwarzes undurchsichtiges	—	17

2. Für dieselbe Substanz ist die durchgelassene Wärmemenge wie bei dem Licht desto grösser, je glatter die Oberfläche ist.

Aus einer 9 Millimeter dicken Tafel sehr reinen Spiegelglases wurden 9 Platten von 8.^{mm}371 Dicke von gröbstem Schliff bis zur feinsten Politur geschliffen, die am Galvanometer, welches ohne Schirm 30° Ablenkung gab, nur

1	klar	5.38
2	—	6.50
3	—	8.66
4	schielend	12.58
5	—	14.79
6	etwas schielend	17.42
7	durchscheinend	18.79
8	—	19.75

hervorbrachten.

3. Dringen Wärmestrahlen allmählig durch immer grössere Schichten derselben Substanz, so verringern

sich die Verluste aehr rasch in dem Maasse als die Dicke um eine constante Gröase zunimmt.

Dieser von Delaroche bereits durch Hintereinanderlegen von Scheiben derselben Substanz bewiesene Satz ist von Melloni sehr ausführlichen directen Prüfungen unterworfen worden. Da aber der physikalische Grund, warum die in den ersten Schichten starke Absorption nachher sehr langsam steigt, erst aus den weitern Versuchen über die qualitativen Unterschiede verschiedener Wärmequellen erhellt, so mögen zunächst hier nur die vorläufigen Versuche, welche die Thatsache im Allgemeinen bestätigen, eine Stelle finden.

Vier Stücke eines schönen Spiegelglases wurden auf die Dicken 2. 4. 6. 8. gebracht und ergaben folgende Resultate (Poggend. Ann. 35. p. 278.):

Dicke in Millimeter	Durchgelassene Strahlen	Aufgefangene Strahlen
2.068	619	381
4.136	576	424
6.202	558	442
8.272	549	451

Denkt man sich daher den dicksten Schirm in 4 gleich dicke Schichten getheilt, so werden in der ersten Schicht 381 Strahlen von 1000 aufgehalten, in der zweiten 43, in der dritten 18, in der vierten 9. Die respectiven Verluste, bezogen auf die einfallende Menge als Einheit, sind also $\frac{381}{1000}$, $\frac{43}{619}$, $\frac{18}{576}$, $\frac{9}{558}$ oder 0.381, 0.071 0.031 0.016.

Bei einem nicht vollkommen reinen Glase von St. Gobain fand sich: (Pogg. Ann. 35. p. 282.)

Dicke in Millimeter	Durchgelassene Strahlen	Aufgefangene Strahlen
27	484	516
54	380	620
81	303	697

also 0.516, 0.215, 0.203 der entsprechenden Menge, welche die drei gleich dicken Schichten des dritten Schirms durchdrangen.

Aehnliche Resultate zeigen sich, wenn man, wie es Delaroche gethan, Scheiben gleicher Dicke hintereinander anbringt. Die Dicke der Glasscheiben war 2.068 Mm. Es ergaben sich folgende Werthe: (Pogg. Ann. 35. p. 286.)

Anzahl der Scheiben	Durchgelassene Strahlen	Aufgefangene Strahlen
1	619	381
2	531	469
3	484	515
4	450	540

also 0.381, 0.134, 0.087, 0.058 die Verluste in den aufeinanderfolgenden Scheiben.

Bei hintereinander gestellten Platten hat der grössere oder geringere Grad der Politur natürlich einen wesentlichen Einfluss. Es fanden sich nämlich bei

	Durchgelassene Strahlen.
polirtem Glase 8.^{mm}274 dick, allein	51.68
— — 6.204 — —	53.01
mattem — 6.455 — —	21.32
1 und 2 hintereinander	43.99
1 — 3 —	17.69

Von 100 aus dem ersten Glase austretenden Strahlen wurden also vom polirten 85.12, vom matten nur 34.23 durchgelassen (P. A. 38. p. 45.).

Gereinigtes Rüböl in Kasten verschiedener Weite zwischen Glasplatten gab: (P. A. 35. 284.)

Dicke der Flüssigkeitsschicht	Durchgelassene Strahlen	Aufgefangene Strahlen
6.767	443	557
13.535	363	637
27.069	294	706
54.139	270	730
71.209	255	745
108.279	244	756

Denkt man sich die letzte Schicht eingetheilt in Schichten von gleicher doppelter und einfacher Dicke, so werden die auf diese Schichten fallenden Wärmemengen:

Dicke	Verlust
6.767	0.557
6.767	0.180
13.535	0.190
27.069	0.082
27.069	0.056
27.069	0.040

Aus diesen Thatsachen folgt unmittelbar, dass strahlende Wärme sehr grosse Dicken eines Körpers durchdringen kann, ohne viel bedeutender als durch dünne Platten aufgehalten zu werden. So sank bei einem Rauchtopas bei der 58fachen Dicke die bei der einfachen 21.°6 betragende Ablenkung des Galvanometers auf 19° und bei Steinsalz gaben 2 Millimeter dicke Platten genau dieselben Resultate als 30 bis 40 Millimeter Dicke. Uebrigens zeigt die Durchwärmigkeit der Krystalle sich unabhängig von der Richtung des Schnittes gegen die krystallographischen Achsen, denn Bergkrystallplatten und Kalkspathplatten gaben dieselben Resultate, sie mochten parallel oder senkrecht auf die Hauptachse geschnitten sein.

4. Dringen Wärmestrahlen einer und derselben Wärmequelle nach einander durch verschiedene diathermane Substanzen, so werden sie in stärkerem Maasse absorbirt, als wenn sie nach einander durch gleichartige Substanzen gehn, gerade so wie Licht, wenn es nach einander durch verschiedene farbige Substanzen hindurchgeht, eine weit grössere Verdunkelung zeigt, als nach den Wirkungen der Platten einzeln zu erwarten war.

Lässt man strahlende Wärme auf eine Platte fallen, z. B. von Topas, so erhält man eine bestimmte Ablenkung des Galvanometers. Schaltet man dann statt jener Platte eine weniger diathermane, z. B. Gyps, ein, so wird man bei derselben Entfernung der Wärmequelle eine geringere Ablenkung erhalten. Durch Annähern der Wärmequelle, durch Concentriren derselben vermittelst Spiegel oder Steinsalzlinsen kann man aber die Wärme so steigern, dass die erhaltene Ablenkung dieselbe ist. Bezeichnet man die auf diese Weise nach einander erhaltenen Wärmemengen, da sie quantitativ gleich sind mit 100, und lässt sie nun durch eine Alaunplatte gehen, so zeigt sich eine ganz verschiedene Abnahme der

Ablenkung nach der Natur des ersten Schirms, wie folgende Tafel zeigt: (Pogg. Ann. 35. p. 535.)

100 Strahlen austretend aus	fallen auf	es treten aus
Kein Schirm	Alaun	9
Klaren Steinsalz	—	9
Schielenden Steinsalz	—	9
Borax	—	11
Adular	—	14
Kalkspath	—	22
Bergkrystall	—	25
Spiegelglas	—	27
Kohlensauren Ammoniak	—	31
Gyps	—	72
Weinsauren Kali-Natron	—	80
Citronsäure	—	85
Alaun	—	90

Strahlende Wärme, welche aus Kalkspath, Bergkrystall, Spiegelglas austritt, wird daher von Alaun stark absorbirt, während Wärme, die aus weinsaurem Kalinatron oder Citronsäure austritt, sich nahe so verhält als die, welche Alaun durchstrahlt hat. Bei gleicher Quantität des directen thermischen Effectes ist daher zwischen diesen beiden Arten Wärme ein qualitativer Unterschied. Kalkspath, Bergkrystall, Spiegelglas haben eine nahe gleiche Diathermansie (Wärmefarbe), Citronsäure, weinsanres Kalinatron und Alaun unter sich eine ebenfalls gleiche, aber von jener verschiedene (Pogg. Ann. 35. p. 537, 538.).

100 Strahlen austretend aus		fallen auf	es treten aus
Weissen	Glas	Alaun	27
Dunkelrothen	—	—	27
Orangefarbenen	—	—	27
Lebhaft gelben	—	—	27
Apfelgrünen	—	—	5
Mineralgrünen	—	—	3
Blauen	—	—	27
Indigo	—	—	27
Dunkelvioletten	—	—	27
Schwarz undurchs.	—	—	1

100 Strahlen austretend aus	fallen auf	es treten aus
Undurchsichtigen schwarz. Glimmer	Alaun	2
Grünen Turmalin	—	7
Schwerspath	—	12
Sauren chromsauren Kali	—	14
Weissen Glimmer	—	15
Beryll	—	19
Aquamarin	—	19
Perl-Agat	—	24
Gelben Agat	—	24
Gelben Bernstein	—	30
Gummi	—	45

Die farbloses Glas dunkelroth, orange, gelb, blau, indigo färbenden Pigmente löschen also einen Theil der dieses durchstrahlenden Wärme aus, aber in gleichem Verhältnisse der einzelnen Gattungen, d. h. sie verhalten sich wie graue Substanzen für Licht. (Die relativen Mengen der ohne Alaun durchgelassenen Strahlen derselben Wärmequelle sind in Taf. V. pag. 330. gegeben.)

Die Umkehrung des Versuches bietet sich von selbst dar: die unmittelbar vor der Wärmequelle eingeschaltete Platte bleibt hier in der Versuchsreihe dieselbe, während die zweite auffangende Platte nach einander von verschiedenen Substanzen gewählt wird.

In der folgenden Tafel enthält die erste Reihe die Namen der Substanzen, welche als zweiter Schirm gewählt wurde, und zwar bezeichnen die Zahlen der ersten senkrechten Columne die am Galvanometer gemessenen Procente der auffallenden Wärme, wenn ohne Einschalten einer ersten Platte die Strahlen direct auf das Galvanometer fielen; die zweite Columne, wenn als erster Schirm eine Alaunplatte von 2.6 Millimeter Dicke angewendet wurde; die dritte ebenso, wenn die auffallenden Strahlen zuerst eine Gypsplatte gleicher Dicke durchdrangen und dann erst auf die Substanz der Horizontalreihe fielen. In der vierten Columne ist der erste Schirm eine Platte von chromsaurem Kali gleicher Dicke, in der fünften von grünem Glase, dessen Dicke 1.85, in der sechsten von schwarzem Glase von der Dicke 1.85 Mm. Die Zahlen sind Procente der auf den zweiten Schirm fallenden Menge (Pogg. Ann. 35, p. 541.).

Erster Schirm.

Dicke.	Zweiter Schirm.	keiner.	Alaun.	Gyps.	chromsaures Kali.	grünes Glas.	schwarzes Glas.
2.6	Steinsalz	92	92	92	92	92	92
2.6	Flusspath	78	90	91	88	90	91
2.6	Beryll	54	80	91	66	70	57
2.6	Kalkspath	39	91	89	56	59	55
0.5	Glas	54	90	85	68	87	80
8.0	Glas	34	90	82	47	56	45
2.6	Bergkrystall	38	91	85	52	78	54
2.6	Saur. chromsaur. Kali	34	57	53	71	28	24
2.6	Schwerspath	24	36	47	25	60	57
2.6	Weisser Agat	23	70	78	30	43	17
2.6	Adular	23	23	58	43	50	23
2.6	Bernstein	21	65	61	20	13	8
0.9	Schwarz. opak. Glimmer	20	0.4	12	16	38	43
2.6	Gelber Agat	19	57	64	24	35	14
2.6	Aquamarin	19	60	57	26	20	21
2.6	Borax	18	23	33	23	30	24
2.6	Grüner Turmalin	18	1	10	14	24	30
2.6	Gemeines Gummi	18	61	52	12	6	4
2.6	Gyps	14	59	54	22	9	15
12.0	Gyps	10	56	45	17	5	0.4
2.6	Kohlens. Ammoniak	12	44	34	11	6	5
2.6	Citronensäure	11	88	52	16	3	2
2.6	Weinsaures Kali-Natron	11	85	60	15	2	1
2.6	Alaun	9	90	47	15	0.5	0.3
1.85	Weisses Glas	40	90	83	50	67	55
1.85	Violettes —	34	76	72	42	56	47
1.85	Rothes —	33	74	69	41	54	45
1.85	Orangefarbn. —	29	65	58	36	48	39
1.85	Apfelgrünes —	25	3	20	22	55	50
1.85	Mineralgrünes —	23	1	15	19	52	58
1.85	Gelbes —	22	49	46	27	35	30
1.85	Blaues —	21	47	42	26	34	29
1.85	Undrchs. schwarz. —	16	0.5	18	11	42	52
1.85	Indigo —	12	27	26	14	20	17

Da von 100 directen Strahlen 9 aus der Alaunplatte, 34 aus der von chromsauren Kali austreten, so müssten 1111 Strahlen auf die Alaunplatte fallen, und 294 auf die von chromsauren Kali, damit aus beiden 100 austreten. Von 100 von der Alaunplatte austretenden Strahlen werden aber 57 durch eine Platte chromsaures Kali hindurchgelassen, nnd von 100 aus chromsauren Kali austretenden 15 durch die Alaunplatte. Da nun

$$1111 : 294 = 57 : 15$$

so sieht man unmittelbar, wie auch directe Versuche zeigen, dass durch zwei combinirte heterogene Platten dieselbe Wärmemenge durchgelassen wird, wenn man die Stellung derselben gegen Wärmequelle und Thermoskop unter einander vertauscht.

5. Wärme verschiedenartiger Wärmequellen, welche direct gleiche Temperaturerhöhungen hervorbringt, wird von denselben Medien in ungleichem Maasse absorbirt.

Wenn die vorigen Versuche einen getreuen Parallelismus zeigten mit den optischen Erscheinungen, wenn weisses Licht, nachdem es ein farbiges Mittel durchstrahlte, nun in ein verschiedenfarbiges gelangt, so zeigen die folgenden ebenso strenge Analogien mit den Phänomenen, welche eintreten, wenn man farbige Flammen durch gleich oder anders gefärbte Gläser betrachtet (P. Ann. 35. p. 393.).

Dazwischengestellte Substanzen, $2^{mm}.6$ dick.	Procente.			
	Locatelli's Lampe.	glühendes Platin.	Erhitztes Kupfer, 390° C.	dasselbe, 100° C.
Steinsalz, klar farblos	92	92	92	92
Flussspath — —	78	69	42	33
Steinsalz, durchsichtig schielend	65	65	65	65
Beryll, klar grüngelb	54	23	13	0
Flussspath, — grünlich	46	38	24	20
Kalkspath, — farblos	39	28	6	0
Kalkspath, — —	38	28	5	0
Spiegelglas, — —	39	24	6	0
Spiegelglas, — —	38	26	5	0
Bergkrystall, — —	38	28	6	0
Rauchtopas, — braun	37	28	6	0
Saures chromsaures Kali, orange	34	28	15	0
Topas, klar farblos	33	24	4	0
Weissbleierz, — —	32	23	4	0
Schwerspath, — schwach schiel.	24	18	3	0
Achat, durchscheinend weiss	23	11	2	0
Adular, klar, schielend gestreift	23	19	6	0
Amethyst, — violett	21	9	2	0
Künstl. Bernstein, klar gelb	21	5	0	0
Aquamarin, blaugrün	19	13	2	0
Achat, durchscheinend gelb	19	12	2	0
Borax, — weiss	18	12	8	0
Turmalin, klar dunkelgrün	18	16	3	0
Ochsenhorn, durchschein. nussbraun	18	4	0	0
Gem. Gummi, klar gelblich	18	3	0	0

Dazwischengestellte Substanzen, 2^{mm}. dick.	Procente.			
	Locatelli's Lampe.	glühendes Platin.	Erhitztes Kupfer, 390° C.	das selbe, 100° C.
Schwerspath, klar, schiel. gestreift	17	11	3	0
Gyps, — farblos	14	5	0	0
Sardonyx durchschein. braun	14	7	2	0
Citronensäure, klar farblos	11	2	0	0
Kohlensaures Ammoniak, klar schiel.	12	3	0	0
Weins. Kalinatron, klar farblos	11	3	0	0
Natürl. Bernstein, durchsch. gelb	11	5	0	0
Alaun, klar farblos	9	2	0	0
Leim, — gelbbraun	9	2	0	0
Perlmutter, durchschein. weiss	9	0	0	0
Kandis, klar farblos	8	0	0	0
Flussspath, durchscheinend grün	8	6	4	3
Geschmolz. Zucker, klar gelblich	7	0	0	0
Eis, sehr rein, klar farblos	6	0	0	0

Da durch alle angewandten Platten Wärmestrahlen der Lampe hindurchgehen, so muss dieselbe, eben so wie sie fähig ist, alle Farben zu entwickeln, auch die qualitativ verschiedenen Wärmemengen enthalten, welche die einzelnen Substanzen zu durchdringen vermögen. Mit dem Herabsinken der Temperatur einer dunkeln Wärmequelle nimmt die Anzahl der athermanen Substanzen immer zu auf Kosten der in höhern Temperaturen diathermanen. Wärme dunkler Quellen wird also von vorn herein sich zu der einer leuchtenden Wärmequelle hoher Temperatur wie eine farbige Flamme zu einer weissen verhalten und den einfachen Farben immer analoger. Steinsalz zeigt für alle Quellen eine gleiche Fähigkeit durchstrahlt zu werden, verhält sich also zur Wärme wie farbloses Glas zum Licht, und zwar selbst für Quellen von viel niederer Temperatur. Von 100 einfallenden Strahlen werden nämlich nach Einschaltung einer Steinsalzplatte oder eines dünnen Glimmerblättchen hindurchgelassen (Pogg. Ann. 38. p. 21.).

	durch Steinsalz.	durch Glimmer.
von einem Gefässe von dünnem Metallblech voll Wasser von 100°	92.2	32.15
— — — — — — 96	92.3	27.92
— — — — — — 64°	92.0	20.62
— — — — — — 50°	92.2	19.65
von schmelzendem Eise direct	92.0	17.50
von geschwärztem Metallgefäss mit erkältendem Gemisch von — 18	92.2	15.41

woraus unmittelbar hervorgeht, dass mit herabsinkender Temperatur die Wärme immer mehr die Fähigkeit verlor, durch Glimmer zu strahlen.

Die unabhängig von der Dicke der Steinsalzplatte und der Natur der Wärmequelle stets wiederkehrende Zahl 92.2 deutet unmittelbar darauf hin, dass diese Verminderung nicht in Absorption gesucht werden könne, sondern der zweimaligen Reflexion an der Aussen- und Innenfläche des Schirmes zuzuschreiben sei, welches als streng erwiesen betrachtet werden darf, wenn andere Platten gleicher Politur aber aus andern Substanzen ähnliche Verhältnisse zeigen. Lampenwärme durch Hindurchstrahlung durch eine 8.2743 Millimeter dicke Glasplatte homogen gemacht, wurde von 100 Strahlen durch eine Steinsalzplatte auf 92.30 gebracht, durch eine Quarzplatte (so dünn, dass ihre Absorption vernachlässigt werden kann) von 0.517 Millimeter Dicke auf 92.29, durch eine Glasplatte von 0.574 Millimeter Dicke auf 92.30, ebenso Strahlen aus einer Bergkrystallplatte von 8.122 Mm. Dicke austretend durch Einschalten einer 1.174 Mm. dicken Bergkrystallplatte auf 92.11. Ebenso zeigte sich die Wärmeverminderung bei 6 Glasplatten, die zusammen die Dicke der ersten Glasplatte von 8.274 hatten, im Verhältniss der vom Zweifachen auf das Zwölffache gesteigerten Reflexion.

B. Wärme des Sonnenspectrums.

Die bisher erwähnten Erfahrungen bahnen den Weg zur Erläuterung der vor Melloni's Entdeckungen paradox erschienenen Vertheilung der Wärme im Sonnenspectrums.

Landriani *) setzte die höchste Temperatur in das Gelb, Rochon **) zwischen Gelb und Roth, Senebier ***) in das Gelb und Berard †) in die äussere Grenze des Roth, Herschel ††)

*) Scelta d'opusculi interessanti Vol. 13. 1777.

**) Recueil de mémoires sur la mécanique et la physique. 1783. p. 348.

***) Physikalisch-chemische Abhandlungen über den Einfluss des Sonnenlichts auf alle 3 Reiche der Natur. II. 37.

†) Gilb. Ann. 46. p. 382.

††) Investigations of the power of the prismatic colours to heat and illuminate objects Ph. Tr. 1800. 255. Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun ib. p. 284. Experiments on the solar, and on the terrestrial rays that occasion heat, with a comparative view of the laws, to which light and heat, or rather the rays which occasion them,

und Engelfield*) hingegen über die Grenze des Rothen hinaus in den schwach röthlich beleuchteten dunkeln Raum. Diese scheinbaren Widersprüche wurden durch Seebeck**) erläutert, welcher als Resultat sehr sorgfältiger Versuche fand:

1. In allen prismatischen Farbenbildern findet Wärmeerregung Statt, und diese ist jederzeit am schwächsten an der äussersten Grenze des Violets.
2. Von dort aus nimmt sie, wie man durch Blau und Grün nach der gelben und rothen Seite fortschreitet, zu.
3. Sie erreicht bei einigen Prismen ihr Maximum im Gelb, namentlich bei dem Wasserprisma und nach Wünsch's***) Erfahrungen auch bei mit Weingeist und Terpentinöl gefärbten Prismen.
4. Einige andre Flüssigkeiten, namentlich eine ganz klare Auflösung von Salmiak und Quecksilbersublimat, desgleichen concentrirte farblose Schwefelsäure hatten das Maximum der Wärme zwischen Gelb und Roth in Orange.
5. Prismen von Crownglas und gewöhnlichem weissen Glase haben die grösste Wärme in vollem Roth.
6. Bei einigen Glasprismen fällt das Maximum der Wärme in die Grenze des Roth.
7. Prismen von Flintglas haben das Maximum der Wärme jenseits des Roth, wenn die Kugel des Thermoskopes ausserhalb des wohlbegrenzten Farbenbildes steht.
8. Die Wärme nimmt jenseits des Roth stetig ab, und bei allen Prismen ohne Ausnahme findet noch einige Zoll unter der Grenze des Roth Wärmeerregung Statt.

Ruhland†) fand nach Seebeck's Versuchen bei Borax das Maximum über das Roth hinaus und bei mehreren flüssigen Körpern im Gelb.

---

are subject, in order to determine whether they are the same or different ib. p. 295.

*) Journal of the Royal Institution 1802. p. 100. Gilb. Ann. 10. p. 88.

**) Ueber die ungleiche Erregung der Wärme im prismatischen Sonnenbilde. Abhandl. d. Berl. Akad. 1819. p. 305.

***) Magazin der Gesellschaft naturforschender Freunde zu Berlin, I 3. pag. 203,

†) Ueber die polarische Wirkung des gefärbten heterogenen Lichtes. Berlin 1817.

Die physikalische Erklärung dieser Phänomene hat nun Melloni *) gegeben.

Dass Prismen von Steinsalz die einzigen sind, an welchen das Fundamental-Phänomen erkannt werden könne, geht daraus hervor, dass sonst die Erscheinung vermischt wird mit der bei dem Durchgang durch das Prisma eintretenden Absorption. Dies geht aus folgenden Erscheinungen hervor:

1. In Prismen von Steinsalz fällt das Wärmemaximum unverändert lich in einen festen Abstand von der Grenze des Rothen in den dunkeln Raum, man mag die dickeren Stellen des Prisma's an der obern Grundfläche oder die dünneren an der Kante abblenden und nur einen Raum von 2 Linien Breite frei lassen.
2. Ging das Licht durch die Oeffnung in der Nähe der Kante des Wasserprisma, so fiel das Maximum in das Orange zur Seite des Roth. Ging das Licht hingegen durch die breitere Schicht an der Basis, so fiel das Maximum in das Gelb zur Seite des Grün.
3. Bei einem Glasprisma fiel das Maximum in der Nähe der Kante in den dunkeln Raum, in der Nähe der Grundfläche hingegen in das Roth.
4. Schaltet man bei einem durch ein Steinsalzprisma gebildeten normalen Spectrum eine Wasserschicht, deren Dicke gleich der mittleren Dicke der Schicht des Wassers im Wasserprisma ist, so rückt das Maximum successiv auf das Orange und auf das Gelb, bei dem Einschalten von Glasplatten auf das Roth oder dicht an die äusserste Grenze desselben.

Diese Erscheinung erklärt sich einfach daraus, dass wenn man selbst bei einem Glasprisma zu beiden Seiten des Wärmemaximum isotherme Stellen im leuchtenden und dunkeln Raume aufsucht, nach Einschalten einer Wasserschicht die Wärme des letztern im höhern Grade absorbirt wird als die des erstern, wie folgende Tafel zeigt.

---

*) Pogg. Ann. 24. p. 640. u. 35. p. 559.

	directe Wärme.	nach Einschalten einer 1‴ dicken Wasserschicht.	Unterschiede.	Verluste.
Violett	2	2	0	0.00
Indigo	5	4.5	0.5	0.10
Blau	9	8	1	0.11
Grün	12	10	2	0.17
Gelb	35	25	10	0.28
Orange	47	27	20	0.42
Roth	58	25	33	0.57
Dunkel	47	14	33	0.70
—	35	9	26	0.74
—	12	3	9	0.75
—	9	1	8	0.88
—	5	0.5	4.5	0.90
—	2	0	2	1.00

Vermehrt man allmählig die Dicke der Wasserschicht (P. A 37. 490.) von 4 Millimeter bis allmählig zu 300, so sieht man das Wärmemaximum von Roth, Orange durch Gelb zuletzt bis in das Grün rücken, während die äussere Grenze des dunkeln Wärmespectrums sich der rothen Grenze des leuchtenden immer mehr nähert, aber doch um eine merkbare Grösse davon entfernt bleibt. Aehnliche Verhältnisse zeigen sich, wiewohl in schwächern Graden, bei dem Einschalten farbloser Gläser. Fängt man hingegen das Gesammtspectrum mit einem violetten Glase auf, welches die Mitte des leuchtenden Spectrums vollkommen verlöscht und nur roth, getrennt von blau und violett, hindurch lässt, so sieht man zwar die durchgelassene Wärme ebenfalls geschwächt, die Abnahme der Temperatur zu beiden Seiten des seine Stelle behaltenden Maximum, sowohl auf der dunkeln Seite als auf der discontinuirlich leuchtenden vollkommen regelmässig. Diese Erscheinungen widerlegen Ampère's Annahme, dass, weil die weniger brechbaren Theile des Sonnenspectrum von Wasser hauptsächlich absorbirt werden, ihre Nichtwahrnehmbarkeit nur in der im Auge befindlichen wässrigen Feuchtigkeit eine Erklärung finde, innerhalb welcher eine Absorption stattfinde, welche die den Eindruck der Wärme erzeugenden Wellen nicht bis zur Netzhaut gelangen lasse, um auf dieser den Eindruck des Lichtes zu erregen. Vielmehr scheint der Eindruck des Lichtes und der Wärme von verschiedenen Agentien hervorgebracht zu werden, da einerseits die 300 Meter mächtige Wasserschicht noch dunkle Wärme hindurchlässt, also jene

Erklärung beseitigt, andererseits die Isolation beider Thätigkeiten zuletzt Melloni in der Weise gelang, dass er aus dem Sonnenlichte durch Einschalten einer Wasserschicht und grünlichen Glases ein Licht erhielt, das bei der vollsten Concentration durch eine Steinsalzlinse auch keine Spur von Wärme zeigte. Herschel (on the chemical action of the rays of the solar spectrum and on some photographic processes Phil. Trans. 1840.) fand in dem mindest gebrochenen Theile des Wärmespectums Unterbrechungen, in dem dunkeln Raume nämlich, der dem rothen Ende vorangeht, indem er ein an der einen Seite berusstes, an der andern Seite mit rectificirtem Alkohol benetztes Papier auf dieser Seite der Wärme des darauf projicirten Wärmespectrums aussetzte, und aus dem Austrocknen auf die Wärmewirkung schloss. Diese Erscheinung erklärt Melloni (Bemerkungen über eine neue thermographische Methode des Herrn Herschel und deren Anwendung auf das Sonnenspectrum, Compt. rend. 11. p. 141. Pogg. Ann. 51. p. 81.) durch die Absorption des Glases, aus welchem das Prisma bestand, analog der Wirkung eines Prisma aus farbigem Glase, welches einzelne Theile des leuchtenden Spectrums verlöscht *).

C. Brechung der Wärme verschiedener Quellen.

Die Band I. Tafel II. Fig. 7 und 10 angedeuteten Versuche zeigen die Brechung der von erhitztem Kupfer und von einem mit heissem Wasser gefüllten Gefässe ausgehenden directen Wärme durch ein Steinsalzprisma von 60° und die totale Reflexion im Innern desselben (P. A. 35. 570.). Durch Messung des Winkels, unter welchem in demselben Steinsalzprisma für verschiedene Wärmequellen totale Reflexion eintritt, hat Forbes (P. A. 45. 456.) folgende Brechungs-Verhältnisse erhalten:

Locatelli's Lampe	direct	1.571
—	— durch Alaun . . .	1.598
—	— durch Fensterglas . .	1.587
—	— durch opakes Glas .	1.593
—	— durch opaken Glimmer	1.583

*) Die Erscheinungen einer solchen Unterbrechung des leuchtenden Spectrums sieht man sehr schön, wenn man ein hohles Glasprisma mit Indigo-Auflösung füllt und eine schmale hell beleuchtete Spalte zuerst durch den Rand des Prisma's betrachtet und dann durch immer mächtigere Schichten der füllenden Flüssigkeit.

Glühendes Platin direct	1.572
— — durch Glas	1.588
— — durch opaken Glimmer	1.584
Messing bei 700° F.	1.568
— — — durch klaren Glimmer	1.577
Quecksilber bei 450°	1.572
Mittlere Lichtstrahlen	1.602

D. Reflexion der Wärmestrahlen verschiedener Quellen.

Metallspiegel verändern bei einfallendem weissen und farbigen Lichte nicht die Farbe desselben, das Verhältniss der verschiedenen Farben im reflectirten Licht ist also bei verminderter Intensität desselben doch dasselbe als im einfallenden. Prüft man nun die Verminderung directer Wärme durch Einschalten dünner Platten von Glimmer, Glas, Gyps und andern Körpern und stellt dieselben Versuche mit der von gut polirten Metallplatten reflectirten Wärme an, so findet man sowohl für die Oellampe als für glühendes Platina und geschwärztes Kupfer von 400° und 100° C. für diese reflectirte Wärme dieselben Verhältnisse der durchgelassenen Strahlen als für das directe. Die Strahlen verschiedener Wärmefärbung haben also dieselbe Reflexibilität. In dieser Beziehung ist also der Parallelismus des Lichtes und der Wärme ebenfalls vorhanden.

E. Absorption verschiedener Wärmestrahlen durch athermane Körper.

Schwarze Körper erscheinen in jeder Beleuchtung dunkel, farbige Pigmente in gleichfarbigen Beleuchtungen hell, in andersfarbigen dunkel, weisse in allen Beleuchtungen hell. Schwarze Körper haben also die grösste Absorptionsfähigkeit für Licht, farbige eine auswählende, weisse die geringste. Die athermanen Körper, welche in allen Bestrahlungen die stärkste Absorption zeigen, sind also den schwarzen für das Licht zu vergleichen, die, welche in Bestrahlungen verschiedener Wärmequellen verschiedene Absorption zeigen, den farbigen für das Licht, endlich die, welche eine geringe, aber bei verschiedenen Bestrahlungen gleiche Absorption zeigen den weissen für das Licht. Melloni's Versuche ergeben

	Locatelli's Lampe.	Glühendes Platin.	Kupfer v. 400°	Kupfer v. 100°
Kienruss	100	100	100	100
Bleiweiss	53	56	89	100
Hausenblase	52	54	64	91
Tusche	96	95	87	85
Gummilack	43	47	70	72
Metallfläche	14	13.5	13	13

Diese Versuche zeigen, dass schwarze Körper sich gleich verhalten für Licht und Wärme, metallische für Wärme wie weisse für Licht, hingegen weisse für Wärme wie farbige für das Licht. Die Resultate wurden dadurch erhalten, dass eine dünne Kupferscheibe, mit der zu untersuchenden Substanz überzogen, der Wärmequelle zugewandt wurde und mit ihrer berussten Hinterfläche gegen den Thermomultiplicator strahlte, dessen stationär gewordenes Maximum aufgezeichnet wurde. Aehnliche Resultate erhielt Melloni, indem er die identischen beiden Seiten eines Thermomultiplicators mit Russ und Bleiweiss anstrich, und sie abwechselnd einer Wärmequelle zuwandte, vor welcher verschiedene diathermane Substanzen eingeschaltet wurden. Auf diese Weise wurden folgende Werthe erhalten, die auf die schwarze Seite fallende Menge als 100 bezeichnet. (Pogg. Ann. 35. p. 545.)

Schirm.	Absorption d. schwarzen Fläche.	d. weissen Fläche.
keiner	100	80.5
Steinsalz	—	80.5
Alaun	—	42.9
farbloses Glas	—	54.2
hellrothes —	—	60.6
dunkelrothes —	—	77.8
hellgelbes —	—	55.5
dunkelgelbes —	—	63.6
hellgrünes —	—	67.4
dunkelgrünes —	—	70.5
hellblaues —	—	61.0
dunkelblaues —	—	66.9
hellviolettes —	—	67.6
dunkelviolettes Glas	—	76.7
undurchsichtig schwarzes Glas	—	84.6

Aehnliche Resultate hatte bereits Baden Powell *) erhalten, der mit den Strahlen von hellroth glühendem Eisen und einer Argandischen Lampe für ein schwarz und ein weiss angestrichenes Thermometer die Verhältnisse 100 : 78 und 100 : 72, nach Einschaltung einer Glasplatte hingegen 100 : 50 und 100 : 57 fand.

Mit den oben angeführten Thatsachen hängt die Beobachtung zusammen, dass bei Untersuchung der Wärme im Sonnenspectum ein geschwärztes Thermometer die höchste Lage angiebt, ein weisses desto tiefer, je heller die Farbe ist, da von solchen Flächen die brechbaren Strahlen eine geringere Absorption erleiden als die weniger brechbaren **).

F. Absorption in ihrer Abhängigkeit von der Dicke des Schirms.

Aus den bisherigen Versuchen ist entschieden hervorgegangen, dass die von einer Wärmequelle ausgesendeten Strahlen im Allgemeinen nicht gleichartig sind, dass sie sich vielmehr durch ihre Brechbarkeit und Absorptionsfähigkeit wesentlich von einander unterscheiden. So wie nun die Wärmequellen niederer Temperatur im Allgemeinen homogener sind, als die hoher Temperatur, so zeigt sich auch in den Erscheinungen aller leuchtenden Quellen eine grössere Homogenität, wenn sie Schichten eines diathermanen Körpers von einer gewissen Dicke durchdrungen haben. So wie weisses Licht, wenn es eine Glasplatte von rein rother Farbe durchstrahlt hat, nun in seinem weitern Verlauf nie mehr zu neuen Farben Veranlassung giebt, welchen Bedingungen des Versuches es auch unterworfen werde, sondern in allen Phänomenen eine Gesetzmässigkeit befolgt, deren Einfachheit man schon bei dichromatischer Beleuchtung vergeblich sucht, so reinigt auch der Durchgang der Wärmestrahlen durch eine Schicht eines diathermanen Körpers diese immer mehr von allem Heterogenen, und an der nun durchgelassenen Wärme sind die einfachen Bedingungen zu erkennen. Es ist daher klar, dass die Absorptions-Phänomene der Wärme durch Substanzen von bedeutender Dicke nicht von vorn herein eine einfache Gesetzmässigkeit zeigen werden, dass vielmehr in

*) Pogg. Ann. 71. 346.
**) Pogg. Ann. 51. p. 82.

den ersten Schichten ein ganz andrer Vorgang stattfindet, als in den darauf folgenden. Da nun das Homogenwerden in den ersten Schichten der Substanz durch eine desto stärkere Absorption bewirkt wird, je heterogener zusammengesetzt die auffallende Wärme ist, das Homogensein sich durch eine in den folgenden Schichten langsamer erfolgende Absorption ausspricht, so sieht man leicht ein, dass wenn man diese langsamere Absorption durch eine von der Dicke abhängige Formel darstellt, welche für bedeutende Dicken sich den Beobachtungen genau anschliesst, diese plötzlich bedeutende Abweichungen zeigen muss, wenn diese Dicken unter eine gewisse Grenze herabsinken. Bezeichnet nun i die auf eine Platte fallende Wärmemenge, $r_,$ die von der Einheit dieser Wärme an der Vorderfläche reflectirte Menge, also $i\,(1-r_,)$ die eintretende Menge, $\varphi\,(x)$ die Absorption in der Dicke x, d. h. $i\,(1-r_,)\,\varphi\,(x)$, die Wärmemenge nach dem Durchgange durch die Schicht x, so wird, wenn man sich die Platte in Schichten von der Dicke x, $x_,,\ x_,,,\ \ldots\ x_n$ getheilt vorstellt,

$$i\,(1-r_,)\,\varphi\,(x+x_,+\ldots x_n) = i\,(1-r_,)\,(x)\,\varphi\,(x_,)\,\varphi\,(x_,,)$$

die an der Hinterfläche ankommende Wärme sein müssen, da auf die zweite Schicht die Wärme $i.\varphi\,(x)$ fällt, diese im Verhältniss $\varphi\,(x_,)$ in der zweiten Schicht durch Absorption vermindert wird, also als $i\,(1-r_,)\,\varphi\,(x)\,\varphi\,(x_,)$ an der dritten Schicht ankommt u. s. f. Da nun der allgemeinen Bedingung:

$$\varphi\,(x)\,\varphi\,(x_,)\,\varphi\,(x_,,)\ldots\ldots\,\varphi\,(x_n) = \varphi\,(x+x_,+x_,,\ldots+x_n)$$

bei vollkommner Unabhängigkeit der einzelnen x von einander nur durch die Annahme

$$\varphi\,(x) = a^x$$

wo a eine von x unabhängige Constante, genügt werden kann, so folgt, dass homogene Wärme nach einer gewissen geometrischen Reihe absorbirt werden muss, dass hingegen die Absorption heterogener Wärme nur durch Summirung einer Anzahl solcher verschiedener geometrischer Reihen dargestellt werden kann. Bezeichnet nun $r_,,$ die durch Reflexion von der Hinterfläche verloren gehende Wärmemenge, so wird, wenn die Reflexion gleichmässig für die verschiedenen homogenen Wärmemengen stattfindet, für jede derselben

$$i\,(1-r_,)\,(1-r_,,)\,a^x$$

die aus der Platte tretende Wärme sein. Die von einer heterogenen Wärmequelle auffallende Wärmemenge $i_,$ ist also die Summe

einer Anzahl Mengen i, $i_{,,}$ $i_{,,,}$ ... homogener Wärmen, welche einzeln die Platte durchdringend die relativen Intensitäten

$$i_{,}\,(1-r_{,})\,(1-r_{,,})\,a_{,}^{x}$$
$$i_{,,}\,(1-r)\,(1-r_{,,})\,a_{,}^{x}$$
$$\vdots$$
$$i_{n}\,(1-r_{,})\,(1-r_{,,})\,a_{n}^{x}$$

geben würden. Man erhält also für die Intensität der austretenden heterogenen Wärme

$$i_{x} = (1-r_{,})\,(1-r_{,,})\,[i_{,}a_{,}^{x} + i_{,,}a_{,,}^{x} + i_{,,,}a_{,,,}^{x} + - i_{n}a_{n}^{x}]$$

Bei einem gewissen Werthe von x hört für die physische Beobachtung auf, die austretende Wärme einer bestimmten Qualität bemerkbar zu werden; es wird also von da an das sie darstellende Glied vernachlässigt werden können, die in der Parenthese enthaltene Summe allmählig mit zunehmendem x immer weniger Glieder enthalten. Biot hat die von Melloni erhaltenen Resultate durch drei Absorptionen darzustellen gesucht (Pogg. Ann. 39. 273.), indem er in der ersten, welche er rasche nennt, die Wärmestrahlen zusammenfasst, welche bei 1 oder 2 Millimeter Dicke ausgelöscht werden, in der zweiten, die er mittlere nennt, diese Grenze bis 7 oder 8 Millimeter erstreckt, und endlich unter langsamer die versteht, welche noch bei viel bedeutenderer Dicke deutliche Effecte der Wärmequelle wahrzunehmen gestattet. Wir verweisen in Beziehung auf die für die einzelnen Absorptionen und ihre Summirung gegebenen Formeln auf die Abhandlung, und theilen hier nur die directen Beobachtungen Melloni's nebst den Formeln mit, welche die Absorptionen in den höhern Schichten darstellen und durch die Grösse der Differenzen bei dünnen Schichten den Vorgang der Erscheinung anschaulich machen.

Transmission des Glases von St. Gobain.

1. Versuche.

Dicke der Platten in Millim.	Lampenlicht.	glühendes Platin.	Kupfer bei 400° C.
0.000	92.30	92.30	92.30
0.196	82.51	—	—
0.244	81.06	—	—
0.314	80.21	—	—
0.323	—	68.35	17.01
0.575	77.06	59.78	13.60
0.814	74,48	54.63	11.13
1.094	72.75	50.25	9.35

Dicke der Platten in Millim.	Lampenlicht.	glühendes Platin.	Kupfer bei 400° C.
1.600	70.00	45.23	6.30
1.974	68.17	43.50	5.07
2.097	67.83	42.51	4.75
2.666	66.13	39.43	3.43
2.877	65.48	38.62	3.10
4.121	63.34	35.23	2.02
5.640	61.34	32.45	1.38
6.230	60 66	31.52	1.25
8.274	59.00	29.17	1.15

Transmission des klaren Bergkrystalls.

Dicke der Platten in Millim.	Lampenlicht.	glühendes Platin.	Kupfer bei 400° C.
0.000	92.30	92.30	92.30
0.517	79.33	69.35	14.50
0.910	—	66.25	12.00
1.053	—	64.88	11.08
1.174	75 96	64 01	10.60
1.933	73.40	60.78	8.75
2.843	72.00	57.90	7.50
3.792	71.02	55.88	6.75
5.023	70.40	53.35	6.25
5 936	69.89	51.38	5.38
7.155	69.58	49.50	4.87
8.122	68.82	48.20	4.50

Transmission des Rauchtopas.

Dicke der Platten in Millim.	Lampenlicht.	glühendes Platin.	Kupfer bei 400° C.
0.000	92.30	92.30	92.30
0.364	82 96	71.25	17.50
1.238	77.16	63.55	10.97
1.705	75.84	61.12	9.90
2.010	75.21	60.37	9.10
3.478	72.34	56.25	7.42
4.468	70.77	53.62	6.67
86.000	59.02	35 00	0.65

Transmission des gereinigten Rüböls.

Dicke der Platten in Mill.	Lampenlicht.	glühendes Platin
0.000	92.30	92.30
0.397	67.53	35.64
0.743	53.53	27.54
1.278	44.35	19.92
2.412	33.09	15.29
3.485	29.01	12.67
4.621	26.58	11.20
5.773	24.10	10.21
6.812	22.73	9.21
8.490	21.25	7.94
11.598	20.75	6.57
50.000	12.50	2.12
100.000	8.08	1.24
150.000	6.05	
200.000	5.33	

Transmission des destillirten Wassers.

Dicke d. Platten in Mm.	Lampen-licht.	Glühendes Platin.
0.000	92.30	92.30
0.397	27.03	10.00
0.743	21.94	7.20
1.278	17.38	4.45
2.412	12.62	2.55
3.485	10.47	1.67
4.621	9.42	1.28
5.773	8.71	1.02
6.812	8.46	0.82
8.490	7.91	0.45
11.598	7.63	Spuren.
50.000	2.39	0
100.000	1.28	0
150.000	0.71	0

Strahlung der Locatellischen Lampe.

2) Formeln.

für Glas $Z_x = \frac{233.413 + 51.788x}{x + 2.94118}$

$= 79.360 - \frac{27.572x}{x + 2.94118}$

für Bergkrystall $Z_x = \frac{10.8667 + 67.9976x}{x}$

$= 67.9967 + \frac{10.8667}{x}$

für Rüböl $Z_x = \frac{65.291 + 16.05x}{x + 0.75}$

für Wasser $Z_x = \frac{12.9775 + 6.515x}{x}$

$= 6.515 + \frac{12.9775}{x}$

Strahlung des glühenden Platin.

für Glas $Z_x = \frac{155.18 + 19.526x}{x + 2.5}$

$= 19.526 + \frac{106.365}{x + 2.5}$

für klaren Bergkrystall $Z_x = \frac{491.142 + 29.213x}{x + 7}$

$= 29.213 + \frac{286.651}{x + 7}$

Strahlung des bis 400° C. erhitzten Kupfers.

für Glas $Z_x = \frac{8.747}{x}$

für klaren Bergkrystall $Z_x = \frac{31.25293 + 1.7762x}{x + 1.9}$

Die Abweichungen der berechneten und beobachteten Werthe
nd in den folgenden Tafeln enthalten.

Strahlung der Locatellischen Lampe.

	Glas.	Bergkrystall.	Rüböl.	Wasser.
0.	+ 12.64		+ 5.246	
0.25	+ 3.9			
0.5	+ 2.09		+ 5.349	
1.0	+ 0.94	+ 2.10	+ 1.822	— 0.16
1.5	+ 0.17	+ 0.48	+ 1.284	
2.0	+ 0.00	+ 0.10	+ 0,648	+ 0.80
2.5	—	— 0.12		
3.0	— 0.14	— 0.17	+ 0.302	+ 0.59
4.0	— 0.07	— 0.08	+ 0.492	+ 0.27
5.0	0.00	— 0.02	+ 0.342	+ 0.06
6.0	— 0.01	+ 0.02	— 0.086	— 0.12
7.0	0.00	+ 0.06	— 0.318	— 0.14
7.0	0.00	+ 0.02	— 0.432	— 0.14
9.0			— 0.308	— 0.13
10.0			— 0.050	— 0.08
11.0			+ 0.272	— 0.02

Strahlung des glühenden Platin.

	Glas.	Berg-krystall.
0.0	+ 30.23	+ 22.137
0.5	+ 7.39	
1.0	+ 1.10	+ 0.056
1,5	+ 0.27	
2.0	— 0.08	— 0. 51
3.0	— 0.28	— 0.328
4.0	+ 0.20	+ 0.028
5.0	+ 0.55	+ 0.200
6.0	+ 0.55	+ 0.137
7.0	+ 0.36	+ 0.276
8.0	+ 2.23	+ 0.077

Strahlung des bis 400° C. erhitzten Kupfers.

	Glas.	Berg-krystall.
0.		+ 75.85
0.5	— 3.09	+ 1.31
1.	+ 1.15	— 0.14
1.5	+ 0.85	— 0.28
2.	+ 0.58	— 0.25
3.	— 0 07	— 0.17
4.	— 0.16	+ 0.10
5.	— 0.25	+ 0.25
6.	— 0.11	+ 0.07
7.	+ 0.03	+ 0.02
8.	+ 0.03	— 0.04

G. Polarisation der strahlenden Wärme.

1. Polarisation durch wiederholte einfache Brechung und durch Spiegelung.

Jeder das Licht polarisirende Apparat zerfällt bekanntlich in zwei Theile, eine polarisende und eine analysirende Vorrichtung, welche aber auch vollkommen unter einander übereinstimmen können, da die Mittel, durch welche unpolarisirtes Licht in polarisirtes verwandelt wird, dieselben sind als die, durch welche beide von einander unterschieden werden. Die zur geradlinigen Polarisation des Lichtes angewendeten Mittel sind:

1. Reflexion unter bestimmten Winkeln von nicht metallischen Spiegeln.
2. Brechung in parallelen durchsichtigen Platten unter sehr schiefer Incidenz.
3. Doppelbrechung, wo eins der Bilder durch Absorption, wie bei Turmalinen, oder durch Spiegelung, wie bei den Nicolschen Prismen, weggeschafft wird.

Man hat längst gefunden, dass nicht alle Polarisationserscheinungen mit demselben Apparate sich gleich gut darstellen lassen, dass besonders Spiegelapparate sehr ungenügend wirken, wenn wegen Nähe der Lichtquelle auf den Polarisationsspiegel Strahlen unter merklich verschiedenen Winkeln fallen.

Diese Polarisationsapparate waren aber die ersten und daher wandte Bérard sie zur Untersuchung der Frage an, ob Wärme polarisirt werden könne *). Seine Versuche wurden von Erman **) in Beziehung auf solare Wärme, auf die Wärme einer Argandischen Lampe im Glascylinder und in Beziehung auf die dunkeln Wärmestrahlen einer Argandischen Lampe in metallener Röhre bestätigt. Hingegen erhielten weder Baden Powell ***) noch Nobili †) Polarisationserscheinungen durch Reflexion. Mel-

*) Mémoires d'Arcueil III. p. 5.

**) Ueber die Frage, ob polarisirte Strahlen eine Glasfläche durch Absorption mehr erwärmen als nicht polarisirte? Abh. der Berl. Akad. 1819. p. 404.

***) Edinburgh Journ. of Science N. S. vol. 6 und vol. 10. Pogg. Ann. 21. p. 311.

†) Bibliothèque universelle 57. p. 1. Pogg. Ann. 36. p. 531.

loni*) wandte daher das dritte Verfahren an, er untersuchte nämlich, ob die Strahlen einer constanten Wärmequelle in gleicher Menge durch gekreuzte Turmaline als durch parallele hindurchgehen, und fand diess anfänglich. Endlich versuchte Forbes**) vermittelst der zweiten Methode die Wärme zu polarisiren und diess gelang ihm durch eine Reihe paralleler Glimmerblättchen, welche so auf einander gelegt wurden, als sie bei ihrem natürlichen Zusammenhange gelegen hatten. Den Einfluss der Neigung und Anzahl der Blättchen auf die relative Menge der polarisirten Wärme zeigt folgende Tafel von Melloni (Pogg. Ann. 43. p. 38—41.):

Neigung der Säulen gegen die Strahlen.	Von 100 bei dem Parallelism. der Säulen durchgel. Strahlen polarisirt bei							
	3	5	10	15	20	25	30	35 Blätch.
45°	8.08	22.06	43.73	61.01	68.53	77.32	83.72	88.24
43	11.87	26.46	49.77	66.87	73.20	81.26	87.01	90.95
41	15.87	31.56	55.95	72.82	77.74	84.81	90.04	93.03
39	19.84	36.31	61.56	78.03	82.01	87.72	92.25	94.35
37	23.85	41.03	66.86	82.51	85.01	90.33	93.68	94.97
35	27.77	45.61	71.84	86.30	88.53	92.47	94.79	95.07
33	31.87	50.49	76.34	89.29	90.75	93.93	95.09	95.11
31	35.76	54.39	80.33	91.31	92.51	94.73	95.11	95.06
29	39.73	58.59	83.61	92.67	93.88	95.05	95.16	95.09
27	43.81	62.62	86.60	93.53	94.64	95.06	95.15	95.12
25	47.73	66.51	89.24	94.04	94.89	95.03	95.18	95.06
33	51.89	70.24	91.09	94.31	95.04	95.02	95.08	94.99
21	55.72	73.83						
19	59.60	77.37						
17	63.55	80.60						

woraus folgt:

1. Der Antheil der von den Säulen polarisirten Wärme ist desto grösser, je kleiner der Winkel ist, unter welchem die Strahlen die Oberfläche der Säule treffen.
2. Mit Säulen von einer hinlänglichen Anzahl Blättchen erreicht die Wärmepolarisation bei einem gewissen Neigungswinkel ein Maximum, und auf diesem bleibt sie bei allen kleineren Neigungen, welche die Strahlen successiv mit den Blättchen machen können.
3. Die Neigung gegen die Flächen, bei welcher das unveränderliche Maximum eintrifft, nimmt zu mit der Anzahl der Blättchen.

*) Annales de Chim. et de Ph. 55. p. 375. Pogg. Ann. 35. p. 553

**) Edinburgh Transactions vol. 13. p. 148.

Das erreichte Polarisationsmaximum würde wahrscheinlich bei vollkommenem Parallelismus des Hauptschnittes der Glimmerblättchen 100 gewesen sein. Dass dieser Parallelismus nicht vollständig erreicht war, zeigten die bei dem Hindurchsehen merkbaren Depolarisationsfarben.

Bei dem Parallelismus der Refractionsebenen zeigte sich am analysirenden Bündel starke Reflexion, bei gekreuzten Refractionsebenen war die am analysirenden Bündel wahrnehmbare reflectirte Wärme hingegen kaum merkbar. Die im letztern Falle hinter dem analysirenden Bündel nicht wahrnehmbare Wärme ist also von diesem nicht absorbirt, sondern reflectirt.

Einfache Brechung giebt bekanntlich nur theilweise polarisirtes Licht, was man sich bestehend denken kann aus unpolarisirtem und polarisirtem Lichte. Unpolarisirtes Licht wird von einem Bündel durchsichtiger Scheiben unter senkrechter Incidenz in Maximo durchgelassen, und die durchgelassene Menge nimmt ab, je schräger die Lichtstrahlen auf die Blättchen fallen, auch abgesehen von der Absorption wegen der starken Reflexion. Polarisirtes Licht wird hingegen in Maximo durchgelassen, wenn das in der Refractionsebene polarisirte Licht unter dem Polarisationswinkel auf ein Bündel fällt, das für sich diess Licht vollständig polarisiren würde. Theilweise polarisirtes Licht wird also nach zwei verschiedenen Gesetzen am Durchgang gehindert und das dabei erhaltene Maximum kann nur mit dem Polarisations-Maximum übereinstimmen, wenn angenommen werden darf, dass das einfallende Licht bereits ganz polarisirt sei. Diess auf die Wärme angewendet, finden sich nun als absolute Menge nach Melloni's Messungen (Pogg. Ann. 43. p. 259.) folgende in Graden des Galvanometers ausgedrückte Werthe:

Neig. d. Blättch. geg. d. Strahlen.	Wärmedurchgang bei 20	60	120 Bl.
35°	37.°34	35.°97	31.°86
34°30′	37. 42	36. 48	32. 71
34°	37. 46	36. 87	33. 07
33°30′	37. 39	37. 10	33. 29
33°	37. 09	36. 82	33. 02

Man sieht aus der frühern Tafel, dass bei 35 Blättchen unter 33° das Polarisations-Maximum nahe erreicht ist, bei 60 und 120

Blättchen muss diess noch mehr der Fall seyn: das in der jetzigen Tafel erhaltene absolute Maximum der durchgelassenen Wärme ist hier bei 33° 30′ Incidenz, dem Polarisationswinkel des Glimmers für Licht. Daraus geht demnach hervor:

Wärme wird unter demselben Winkel durch Reflexion vollständig polarisirt, unter welchem Licht polarisirt wird.

Forbes hat zur Bestimmung des Polarisationswinkels ein anderes Verfahren angewendet. Fällt im Azimuth + 45° polarisirtes Licht auf einen spiegelnden Körper unter einem grösseren Winkel ein als der Polarisationswinkel, so ist das Licht nach der Reflexion in einer andern Ebene im Azimuth + x polarisirt; ist hingegen der Einfallswinkel kleiner, im Azimuth — x und x ist nur = o, wenn der Einfallswinkel der Polarisationswinkel selbst. Aus dem Uebergange des positiven in das negative Azimuth fand Forbes ebenfalls 33° für dunkle Wärme und 31° für rothes Licht (Edinb. Tr. 13. p. 467.).

2. Drehung der Polarisationsebene.

Schaltet man zwischen den Polarisationsspiegeln mit zusammenfallenden Polarisationsebenen ein Glimmerblättchen ein, dessen Hauptschnitt im Azimuth 45° liegt, so wird die Helligkeit auf dem analysirenden Spiegel von 1 auf $\frac{1}{x}$ vermindert, bei gekreuzten Reflexionsebenen von 0 auf $\frac{1}{x}$ erhöht, in beiden Fällen also gleich. In dieser Beziehung fand Forbes (Edinb. Tr. 13. p. 163.):

	bei parallel. Refr.-Ebenen	bei gekreuzt. Refr.-Ebenen
Quecksilber v. 280° C	— 0.°23	+ 0.°26
Kupfer von 400° C	— 0. 517	+ 0. 545
Glühendes Platin	— 2. 18	+ 2. 32
Argandsche Lampe	— 1. 43	+ 1. 37

also freilich sehr schwache Veränderungen, aber im verlangten Sinne. Durch einen besser construirten Apparat erhielt hingegen Melloni (Pogg. Ann. 43. p. 276.):

Aus schwarzem Glase austretend von einer	bei parallelen Refr.-Ebenen	bei gekreuzten Refr.-Ebenen
Argandschen Lampe	— 29°.32	+ 29°.37
Locatelli Lampe	— 27°.51	+ 27°.56
Glühendem Platin	— 31°.19	+ 31°.51

Ganz dem vorigen analoge Resultate erhält man mit gespiegelter Wärme. Lässt man nämlich aus dunkelm Glase austretende Wärme unter dem Polarisationswinkel auf eine Glas- oder Glimmerfläche fallen, deren Reflexionsebene horizontal liegt, und ehe sie auf den analysirenden Spiegel fällt, durch ein lothrechtes Glimmerblättchen gehen, so durchläuft die Nadel des Galvanometers nach der zweiten Reflexion Bogen von 20—25°, wenn der Hauptschnitt des Glimmerblättchen aus dem Azimuth 0° in das ± 45° gebracht wird.

Alle bisher angeführten Resultate sind vollkommen unabhängig von der Natur der Wärmequelle, d. h. die Polarisationsmaxima erscheinen bei verschiedenen Quellen unter derselben Neigung für eine bestimmte Anzahl Blättchen, auch erfolgt die Drehung der Polarisationsebene durch ein eingeschaltetes Glimmerblättchen in gleicher Weise. Die stärksten Wirkungen bei dunkler Wärme erhält man durch schwarzes Glas, dessen Diathermansie mit dem des Glimmers nahe übereinstimmt.

3. Depolarisations-Farben der strahlenden Wärme nicht wahrnehmbar.

Betrachtet man ein dickeres Glimmerblatt oder ein Gypsblättchen, dessen Hauptschnitt mit der Reflexionsebene des Polarisationsspiegels einen Winkel von 45° macht, in dem analysirenden Spiegel, so ist die bei paralleler Stellung der Spiegel gesehene Farbe complementar zu der bei gekreuzter Lage wahrgenommenen. Sind sie z. B. roth und grün, so ist durch ein rothes Glas das Bild in der einen Stellung sichtbar, während es in der andern verschwindet. Diese aus den Interferenzgesetzen unmittelbar folgende Erscheinung würde im Gebiete der strahlenden Wärme ihr Analogon haben, wenn die aus den parallelen oder gekreuzten Bündeln, zwischen denen jenes Blättchen eingeschaltet worden, austretende Wärme eine verschiedene Diathermansie zeigte. Diess ist aber nicht der Fall.

4. Drehung der Polarisationsebene im Bergkrystall.

Fällt homogenes, geradlinig polarisirtes Licht auf eine senkrecht auf die Achse geschnittene Bergkrystallplatte lothrecht ein, so ist die Polarisationsebene des austretenden Lichtes, je nachdem die Platte einem rechts oder links gewundenen Individuum angehört, rechts oder links gedreht. Die Drehung der Polarisationsebene ist für verschiedene Farben verschieden, aber proportional

der Dicke der Platte, und zwar drehen bei gleicher Dicke rechts gewundene Bergkrystalle so weit rechts als links gewundene links, heben daher hintereinandergelegt ihre Wirkung auf. Fällt weisses Licht ein, so sind die Polarisationsebenen seiner homogenen Bestandtheile daher über eine Ebene zerstreut und erzeugen deswegen bei verschiedener Dicke verschiedene Depolarisationsfarben, die bei einer bestimmten Dicke wieder weiss werden können. Biot und Melloni *) fanden nun für die durchgelassene Wärme folgende Werthe am Galvanometer

durch die gekreuzten Glimmersäulen für sich . . .	7.°50
hinter denselben eine Bergkrystallplatte 7.5 Mm. dick	6.°35
hinter denselben 2 Platten jede 7.5 Mm dick . . .	5.80
zwischen denselben 1 rechtsdrehende Platte	12.80
— — 2 — 7.5 u. 5 Mm. dick	15.55
— — 1 — 41 Mm. dick . .	23.19
— — 1 rechts und 1 links drehende Platte jede 7.5 Mm. dick	8.40

Wärme aus schwarzem Glase erschien homogener, aber es wurde die Ablenkung nicht gemessen.

5. Circularpolarisation durch zweimalige totale innere Reflexion.

Früher als die eben angeführten Versuche angestellt wurden, liess Forbes**) polarisirtes Licht im Azimuth 0° und ± 45° im Innern eines Rhomboeder von Steinsalz total reflectiren und fand im erstern Falle dieselben Ergebnisse, als wenn das Rhomboeder nicht eingeschaltet war, nämlich das Verhältniss der durchgelassenen Wärme bei parallelen Säulen zu der bei gekreuzten wie 100:50, bei dem im Azimuth ± 45° polarisirten Licht hingegen im ersten Falle 100, im zweiten 85, also nahe gleich. Die leuchtende Wärme eines glühenden Platins sowohl als die dunkle des bis 700° F. erhitzten Messings ist also der Circularpolarisation fähig.

6. Reflexion strahlender Wärme unter verschiedener Incidenz.

Da man unpolarisirtes Licht als zusammengesetzt sich vorstellen kann aus zwei gleichen Antheilen rechtwinklig auf einander polarisirten Lichtes, dessen Ebenen mit der Einfallsebene die Win-

*) Compte rendu No. 8. p. 194. Pogg. Ann. 38. p. 202.
**) Edinb. Trans. 13. p. 469.

kel + 45° und — 45° machen mögen, so hat Fresnel auf diese Betrachtung seine Intensitätsformel gegründet, welche durch Brewster's Messungen der Ablenkung der Polarisationsebene bei verschiedenen Incidenzen unter dem Azimuth von 45° eine weitere empirische Begründung erhalten hat und nur durch Potter's photometrische Messungen nicht bestätigt worden ist. Forbes*) hat analoge Versuche für strahlende Wärme angestellt und hat bei Reflexion von der Vorderfläche eines Glases und bei Reflexion von Stahl- und Silberplatten ein grösseres Anschliessen an Fresnel's Intensitätsformel erhalten, als photometrische Messungen für Licht irgend bisher ergeben haben.

Lässt man unter gleichem Winkel von verschiedenen gut polirten Körpern Wärme reflectiren, so ist nach Forbes die Reihenfolge derselben folgende**):

Polirtes Spiegelmetal.
Glimmer in dünne Blättchen gespalten.
Glimmer über glühende Kohlen aufgeblättert.
Dickes Glimmerblatt.
Steinsalz dünn überfirnisst.
Polirtes Steinsalz.
Glas.
Alaun.

7. Polarisation durch Turmaline.

Schleift man aus einem Turmalinkrystalle ein Prisma von sehr kleinem Winkel, dessen Kante parallel der Achse des Krystalles ist, so sieht man die unmittelbar an der Kante noch nahe gleich hellen, durch Doppelbrechung entstandenen Bilder bei dem Durchblicken durch dickere Schichten sich an Intensität immer mehr unterscheiden, so dass, während das eine seine Helligkeit fast unverändert beibehält, das andere zuletzt vollkommen verschwindet. Da nun die Absorptions-Erscheinungen für Licht ganz anders sich gestalten als für Wärme, so ist von vorn herein gar nicht nothwendig, dass die für Licht dichroitischen Krystalle es auch für Wärme seien. Es wäre daher zu wünschen, dass man in dieser Beziehung andere doppelbrechende Körper untersuchte, um zu prü-

*) Memorandum on the intensity of reflected light and heat (Proceedings of the Edinb. Soc. March. 18. 1839.)

**) Edinb. Trans. 13. p. 362.

fen, ob der Achse parallel geschliffene Platten gekreuzt eine geringere Durchwärmigkeit zeigen als parallel auf einander gelegt Es wäre aber wohl möglich, dass andere doppelt brechende Körper dieselbe Rolle für Wärme spielen als Turmalin für das Licht.

Dass Turmaline sich nicht gleich für Wärme und für Licht verhalten, zeigt die folgende Tafel, in welcher alle Paare gleich gut Licht polarisirten, hingegen sehr ungleich die Wärme, unter Polarisations-Index verstanden, wieviel von 100 bei paralleler Stellung durchgelassenen Wärmestrahlen bei Kreuzung der Platten verschwinden. (Pogg. Ann. 39. p. 13.)

Strahlen der Locatellischen Lampe gehen durch 2 Turmaline, deren Farbe	bei parallel. Axen	bei gekreuzt. Axen	Polarisations index
No. 1 Dunkelgrün	27.50	26.48	3.71
2 Bläulichgrün	26.51	24.60	7.20
3 Blaugrün	29.40	26.90	8.50
4 Gelblichgr.	28.51	25.89	9.19
5 Gelblichgr.	30.18	26.77	11.30
6 Gelbgrün	29.07	25.61	11.90
7 Röthlichbr.	26.62	21.88	17.72
8 Schmutz. Viol.	27.67	22.00	20.48
9 Fahlgelb	28.37	22.16	21.89

Im Allgemeinen sind Turmaline wenig diatherman. Es fragt sich, ob sie für Wärme verschiedener Quellen ungleiche Polarisationskräfte zeigen. Diess geht aus folgenden beiden Tafeln hervor, aus welchen ersichtlich ist, dass die Reihe der Substanzen für verschiedene Turmaline eine verschiedene wird. (Pogg. Ann. 39. p. 15. u. p. 21.)

Vor d. Turmalinen N. 9 aufgestellte Substanz.	Dicke	bei parall. Axen	bei gekreuzt. Axen	Polarisat. index
Keine	0.00	15.06	11.76	21.91
Glas farblos	1.85	15.53	12.15	21.79
— roth	1.80	14.54	11.40	21.57
— orange	1.87	14.93	11.66	21.90
— gelb	1.79	15.45	12.07	21.89
— blau	1.83	15.24	11.92	21.78
— indigo	1.78	14.99	11.74	21.68
— violett	1.81	14.59	11.39	21.92
— bläulichgrün	0.74	14.74	13.86	5.95
— bläulichgrün	1.93	15.02	14.62	2.76
— schw. undurchs.	0.81	15.21	14.55	4.35
— schw. undurchs.	1.98	15.42	15.19	1.51
Schwerspath	2.60	14.83	11.52	22.30
Gyps	2.71	14.71	9.18	37.63
Rüböl	8.49	14.72	9.05	38.50
Weinsaur. Kali Natr.	2.50	15.08	8.26	45.21
Gesätt. Kochsalz Lös.	8.49	15.16	5.06	66.60
— Alaun —	8.49	15.22	5.08	66.63
— Weinsäure —	8.49	15.08	5.04	66.59
— Weinsäure —	0.74	14.72	9.38	36.31
destillirtes Wasser	8.49	14.55	4.85	66.67
destillirtes Wasser	0.74	14.92	9.50	36.27
Bernstein	3.08	14.94	7.29	51.23
Alaun	2.58	14.73	0.52	95.81

Vor den Turmalinen No. 5 eingeschaltete Substanz.	Dicke	bei par all. Axen	bei gekreuzt. Axen	Polarisat. index
Keine	0.00	17.11	13.15	11.35
Bläulich grünes Glas	1.93	17.65	13.49	11.83
Undurchs. schw. —	1.98	17.10	13.05	11.94
Schwerspath	2.60	17.33	13.21	12.07
Rüböl	8.49	17.52	12.80	15.65
Gyps	2.71	17.76	12.63	17.91
Farbloses Glas	1.85	17.27	14.11	6.46
Farbloses Glas	8.27	17.81	14.79	4.17
Rothes —	1.80	17.49	14.17	6.53
Orange —	1.87	16.91	13.69	6.70
Gelbes —	1.79	17.22	14.00	6.15
Blaues —	1.83	16.87	13.73	6.20
Indigo —	1.78	16.98	13.78	6.44
Violttes —	1.81	17.30	14.06	6.29

Eine gleiche Abhängigkeit zeigt sich, wenn der Unterschied der auffallenden Wärme nicht durch eine vor den Turmalinen eingeschaltete Platte, sondern unmittelbar durch eine verschiedene Wärmequelle hervorgebracht wird. (Pogg. Ann. 39. p. 24.)

Polarisationsindex für directe Strahlen.

Turmaline	Argandische Lampe mit Glasröhre	Locatellis Lampe.	glühendes Platin	bis 100 C erhitztes Kupfer
No. 1 dunkelgrün	0.37	3.71	5.27	0.59
— 5 gelblichgrün	5.33	11.30	13.89	3.22
— 8 schmtzg. violett	24.50	20.48	17.20	2.30
— 9 fahlgelb	26.21	21.89	18.16	2.98

Geht aus den angeführten Versuchen entschieden hervor, dass Wärme verschiedener Qualität ungleich polarisirt wird durch dieselben Turmaline, und suchen wir zu dieser Erscheinung einen Parallelismus in der Lichtlehre, so ist es mir auffallend, dass ich nirgends als Beispiel die eigentlich dichroitischen Krystalle angeführt finde. Betrachtet man eine Lichtflamme durch zwei parallele Dichroitplatten, so sieht man ihre Farbe und Helligkeit wenig verändert, kreuzt man die Platten, so sieht man ein intensives Blau. Denken wir uns also eine gelbe und eine blaue Flamme neben einander durch parallele und gekreuzte Dichroite betrachtet, so würden wir für die erste einen bedeutenden, für die letztere einen geringen Polarisationsindex erhalten. Es wäre daher wünschenswerth, dass die, welchen genaue Apparate für Thermoelectricität zur Hand sind, in dieser Beziehung überhaupt die dichroitischen Krystalle prüften. Zunächst können wir uns die Polarisationserscheinungen der Wärme durch Turmaline dadurch anschaulich machen, dass wir sagen: Turmaline wirken für Wärme wie Dichroite für das Licht.

Uebrigens mag schliesslich hier bemerkt werden, dass Forbes die Polarisation der Wärme durch Turmaline zuerst nachgewiesen hat*).

Forbes hat ausserdem gefunden, dass wenn man die Wärme durch Säulen dünner Glimmerblättchen polarisirt, dadurch erhalten, dass man ein dickeres Glimmerblättchen über heissen Kohlen sich aufblättern lässt, ebenfalls der Polarisationsindex für Wärme verschiedener Qualität verschieden ist. Er sieht also diese verschiedene Polarisirbarkeit verschiedener Wärmequellen als eine der Wärme, nicht den Apparaten angehörige Thatsache an, als einen Unterschied in den sonst stets parallel gehenden Phänomenen bei

*) Edinb. Trans. 13. p. 243.

der Gebiete, während Melloni hingegen zu beweisen sucht, dass nur die Apparate diesen Unterschied erzeugen, dieser also kein wesentlicher, sondern nur scheinbarer sei. Forbes fand III. Ser. pag. 5.

	Von 100 Strahlen polarisirt
Argandische Lampe	78
Locatelli-Lampe	75—77
Glühendes Platin	74—76
wenn 0.″06 dickes Glas dazwischen eingeschaltet	80—82
Alcoholflamme	78
Messing bei 700° F.	66.6
wenn 0.″016 dicker Glimmer eingeschaltet . .	80
Quecksilber im Tiegel bis 410° . .	48
Kochend Wasser	44

Dagegen fand Melloni, wenn er von demselben Glimmer zwei Polarisationsapparate construirte, einen mit glatten Flächen, den andern mit geritzten Blättchen *)

Wärmequelle.	Polarisationsindex bei glatten Flächen.	bei geritzten Flächen.
Metall bei 400°	50°	37
Locatelli's Lampe	50	46
mit Glas	50	49

und nimmt daher an, dass durch Aufblättern des Glimmers auf glühenden Kohlen dieser in einen ähnlichen Zustand versetzt werde als durch absichtliches Ritzen. Die Anwendung des aufgeblätterten Glimmers bei Strahlungsversuchen, die keine Polarisation bezwecken, gewährt aber nach Forbes den Vortheil, dass er dunkele Wärme in grösserem Verhältniss hindurchlässt, als Strahlen von Quellen hoher Temperatur, wofür später Melloni berusstes Steinsalz einführte (IV. Series pag. 6.).

II. Diffusion der Wärme.

1. Diffusion diathermaner Körper.

Fallen die Strahlen einer Lampe von constantem Niveau, nachdem sie durch eine Convexlinse parallel gemacht, durch zwei gleich

*) Pogg. Ann. 53. p. 56.

grosse Oeffnungen, die in gleicher Höhe in zwei parallelen Schirmen angebracht sind auf einer Thermosäule, so werden sie vermittelst derselben eine constante Ablenkung des Galvanometers hervorbringen. Diese constante Ablenkung wird durch eine polirte Glasplatte um eine bestimmte Grösse vermindert, aber diese Verminderung wird dieselbe bleiben, ob die Glasplatte zwischen den Schirmen von der hintersten Oeffnung entfernt oder ihr genähert wird, da das Hin- und Herbewegen derselben den Parallelismus der Strahlen nicht stört, sondern nur eine unverändert bleibende Menge derselben aufhebt. Vertauscht man aber die Glasplatte mit einer mattgeschliffenen, so nimmt die Ablenkung der Magnetnadel sogleich zu, so wie sie sich der hintern Oeffnung nähert. Dass diese Wirkung nicht von der eignen Erwärmung der Glasplatte abhängt, geht daraus hervor, dass die Ablenkung nur um einige Grade abnimmt, wenn man zwischen die matte Glasplatte und die Thermosäule eine durchsichtige Glasplatte einschaltet, die bekanntlich Strahlen von Wärmequellen so niederer Temperatur fast vollständig aufhebt. Diess ist nach Melloni also der Beweis einer entschiedenen Diffusion. Für Strahlen niederer Wärmequellen kann der Einfluss der Mattheit der Oberfläche nur am Steinsalz untersucht werden, da andere Substanzen diese Strahlen auffangen. Kupfer 400° C. warm zeigte, wenn eine matte Steinsalzplatte zwischen den Schirmen hin und her bewegt wurde, nur $\frac{1}{12}$ Unterschied, wenn unter gleichen Umständen im vorigen Versuch derselbe $\frac{1}{4}$ betrug. Berusstes Steinsalz keinen. Mattes Steinsalz zeigt also geringe Diffusion, berusstes gar keine (Pogg. Ann. 53. p. 47.).

Eine grosse Anzahl Versuche mit diathermanen Platten, welche gitterförmig geritzt, matt gerieben oder mit Pulver bedeckt waren, hat Forbes in der IV. Series seiner Untersuchungen mitgetheilt und die dadurch entstehenden Wirkungen mit den Interferenzphänomenen dioptrischer Gitter parallelisirt. Es muss in Bezug auf das Detail dieser Versuche auf die Abhandlung verwiesen werden.

2. Diffusion athermaner Substanzen.

Wärme, welche nicht gespiegelt oder gebrochen wird, kann nur absorbirt und zerstreut werden. Es ist früher schon (p. 345) angeführt worden, dass in Beziehung auf Absorption der Strahlen verschiedener Wärmequellen immer Kienruss die stärkste Absorption zeigt. Auch verändert sich diese Stelle des Kienruss nicht

wenn ein diathermaner Körper zwischen die Wärmequelle und den damit bedeckten Körper eingeschaltet wird, obgleich diess die Absorption anderer Körper bedeutend modificirt, wie Baden Powell gezeigt hatte (pag. 346.) und wie Melloni bestätigt, der nach seinen Versuchen die Absorptionsverhältnisse der folgenden Substanzen, die des Kienruss mit 100 bezeichnet, wie folgt fand *).

	Absorption	
	direct	nach Einschaltung eines Glases.
Kienruss	100	100
Bleiweiss	53	24
Hausenblase	52	45
Tusch	96	100
Gummilack	43	30
Metallfläche	14	17

Daraus lässt sich unmittelbar schliessen, dass, wenn es überhaupt eine Diffusion giebt, diese bei Kienruss am geringsten sein muss.

Matt geschliffene Metalle zeigen aber, der Strahlung verschiedener Wärmequellen unterworfen, stets dasselbe Absorptionsverhältniss zu berussten Flächen, woraus folgt, dass, wenn es eine Wärmediffusion giebt, matte metallische Flächen die Strahlen aller Wärmequellen auf gleiche Weise zerstreuen müssen, sich also für Wärme wie weisse Flächen für Licht verhalten. Kienruss hingegen, wenn seine Absorption absolut, ist ein schwarzer Körper für Licht und Wärme.

Den Beweis des constanten Absorptionsverhältnisses zwischen Kienruss und Metall hat Melloni (Pogg. Ann. 52. p. 427.) gegeben. Die symmetrischen Seiten einer Thermosäule geschirmt durch zwei an beiden Seiten berusste Metallscheiben gegen zwei heterogene Wärmequellen werden durch verschiedenen Abstand derselben in galvanometrisches Gleichgewicht gebracht. Das Gleichgewicht bleibt bestehen, wenn man diese Schirme mit 2 andern vertauscht, welche nach der Wärmequelle hin metallisch, nur der Thermosäule berusste Seiten zukehren. Bestreicht man hingegen die metallischen Seiten mit einer Substanz, so ist das Gleichgewicht sogleich gestört. Dass die Metalle viel weniger absorbiren als Kienruss ist schon pag. 345 gezeigt.

*) Pogg. Ann. 35. p. 577.

Der Beweis Melloni's einer wirklich stattfindenden Diffusion auf der matten Oberfläche athermaner Körper ist folgender:

Eine um ihre Achse drehbare Scheibe von Nussbaumholz von 15 bis 20 Cent. Durchm. und auf einer Seite intensiv weiss gefärbt, wurde auf der andern sammtartig angerusst und beleuchtet von einer Lampe, deren Strahlen durch eine Linse dem Parallelismus mehr genähert worden waren. Die durch einen Metallschirm gegen die directen Strahlen der Lampe geschützte Thermosäule war auf der der Scheibe zugewandten Seite durch eine Glasplatte gegen die directen Strahlen der Scheibe geschützt, und zeigte, wenn die schwarze Fläche zugekehrt ist, 1° Abweichung, hingegen wenn die weisse ihr zugewendet ist, 25° bis 30°.

Lässt man eine an einer Wärmequelle aus der Ferne erwärmte Scheibe von nicht spiegelnder Oberfläche mit ihrer Vorderfläche gegen die Thermosäule strahlen, so empfängt diese die Wirkung der absorbirten und zerstreuten Wärme, setzt man hingegen die Thermosäule den Strahlen der Hinterfläche aus, so empfängt sie nur die Wirkung der absorbirten Wärme. Melloni liess von zwei gleichen Pappscheiben die eine an beiden Seiten berussen, machte die andere an der Vorderfläche weiss, an der Hinterfläche hingegen durch Russ schwarz und erhielt folgende Werthe, indem er die Thermosäule an einer Alhidade um die Achse der aufgesetzten Scheibe so bewegte, dass sie durch einen Metallschirm gegen die Lampe geschützt, aber ohne Glasschirm einmal die Strahlen der Vorderfläche, dann die der Hinterfläche empfing (Pogg. Ann. 52. p. 493.).

	Scheibe I.		Scheibe II.	
	Hinterfläche schwarz.	Vorderfläche schwarz.	Hinterfläche schwarz.	Vorderfläche weiss.
Metall bei 400° C.	100	118	93	129
Glühendes Platin	100	117	84	152
Locatelli's Lampe	100	119	69	181
dito mit Glasschirm	100	118	46	250

Die nur durch Absorption bewirkte Ausstrahlung der Hinterfläche betrug also, wenn sie für die schwarze Scheibe mit 100 bezeichnet wird, für die weisse in Beziehung auf die der Wärmequelle 93, 94, 69, 46, ist also verschieden, oder die weisse Fläche verhält sich für Wärme wie eine farbige für Licht. Der sehr geringe Ueberschuss der Wirkung der Vorderfläche über die Hinter-

fläche der schwarzen Scheibe ist gleich für die verschiedenen Wärmequellen, bei der weissen Scheibe hingegen ist der der Zerstreuung zukommende Antheil bedeutend und verschieden, da die Verhältnisse der Strahlungen beider Flächen $\frac{10}{11}$ $\frac{10}{18}$ $\frac{10}{20}$ $\frac{10}{54}$; die Zerstreuung der strahlenden Wärme glühender Körper ist also grösser, als die von Körpern niederer Temperatur. Die weisse Fläche verhält sich daher in Beziehung auf Zerstreuung für Wärme wie eine farbige für das Licht, die schwarzen hingegen für Wärme wie eine schwarze für Licht.

Bei Vergleichung weisser Körper mit matten metallischen Oberflächen fand Melloni*) die Zerstreuung der letztern grösser. Metallische Körper verhalten sich daher für Wärme wie weisse Körper für Licht.

Auf die Absorption der Wärme hat die Natur der metallischen Oberfläche einen wesentlichen Einfluss. Unterwirft man**) nach einander ein geritztes mattes und ein polirtes spiegeludes Kupferscheibchen, dessen dem Thermoskop zugewendete Seite wohl geschwärzt ist, den durch eine Steinsalzlinse concentrirten Strahlen einer Wärmequelle, so erwärmt sich die geritzte Scheibe mehr als die polirte. Ebenso verhalten sich unpolirte und polirte Scheiben von Stahl, Zinn, Silber, Gold und jedem andern ausgehämmerten oder ausgewalzte Metallen, hingegen wirkt stark gehämmertes Weissblech, welches dadurch Beulen bekommen, schwächer als polirt gelassenes. Silber und Gold langsam nach dem Schmelzen erkaltet und dann mit Oel und ausgeglühter Kohle gut polirt, erwärmen sich stärker, als wenn sie durch eine Reihe vermittelst eines Diamants darauf gezogener Striche matt gemacht sind woraus hervorgeht, dass das Absorptionsvermögen in dem Maasse abnimmt, als die Härte der Elasticität der Platte zunimmt. Diess zeigt das durch Hämmern gehärtete Weissblech. Bei dem gewalzten Kupfer werden durch die Ritzen die weniger harten Theile des Innern blossgelegt und dadurch nimmt die Absorption zu. Bei dem weicheren Gold und Silber verdichtet dagegen der Striche ziehende Diamant die berührten Stellen und vermindert deswegen mit Steigerung der Härte das Absorptionsvermögen. Daher müs-

*) Pogg. Ann. 52. p. 582.
**) Pogg. Ann. 53. p. 269.

sen Spiegel, welche als Reflectoren der Wärme dienen sollen, nicht nur gut polirt seyn, sondern einen hohen Grad von Härte und Elasticität besitzen. Auf diese Weise erklärt sich, dass Marmor, Gagat und Elfenbein im natürlichen Zustande dieselbe Wärme absorbiren, als im höchsten Grade polirt oder durch Sand oder Smirgel geschrammt, weil die Verfahrungsarten, durch welche ihre Oberflächen modificirt werden, nicht auf so bleibende Weise wie bei den Metallen ihre Härte und Elasticität verändern. Auch hat es auf das Erwärmungsvermögen keinen Einfluss, in welchem Grade ein bestimmter Farbestoff feingerieben ist, den man auf die absorbirende Fläche aufträgt.

Aehnlich verhält es sich mit dem Ausstrahlungsvermögen der Substanzen. Melloni verfertigte *) ein kubisches Gefäss, dessen vier lothrechte Seiten Silberplatten bildeten. Zwei dieser Platten waren stark gehämmert, zwei gegossen und langsam erkaltet, alle zuerst mit Bimsstein und Kohle ohne Hammer und Glättstahl polirt, dann eine gegossene und eine gehämmerte mit grobem Smirgelpapier matt gemacht. Mit heissem Wasser gefüllt wurden durch die vier Seiten folgende Ausstrahlungen erhalten:

Seite 1	gehämmert und polirt . . .	10°
— 2	— — geritzt . . .	18°
— 3	gegossen und polirt	13.°7
— 1	— — geritzt	11.°3

Die von Leslie aufgestellte Theorie des Einwirkens der Ritzung einer Oberfläche auf Ausstrahlung bedarf daher wie überhaupt alle seine Versuche einer wesentlichen Revision. Auch können in dieser Sphäre nur mit Strenge durchgeführte Untersuchungen die Wärmelehre fördern. Sie gewinnt wenig durch Arbeiten wie die von Stark in den Philos. Trans. for 1833. über den Einfluss der Farbe auf Ausstrahlung und Absorption. Bache hat in einer Prüfung dieser Arbeit: inquiry in relation to the alleged influence of colour on the radiation of non luminous heat (Journal of the Frankl Inst. Novemb. 1835.) sehr vollständig gezeigt, dass die von Stark erhaltenen Resultate unbegründet sind, deren ausführliche Erörterung daher hier unterbleibt.

Melloni findet zwischen Ausstrahlungsvermögen und Absorptionsvermögen folgende Verhältnisse:

*) Pogg. Ann. 45. p. 62.

	Ausstrahlungs-Vermögen.	Absorptions-Vermögen.
Kienruss	100	100
Bleiweiss	100	53
Hausenblase	91	52
Tusch	85	96
Gummilack	72	43
Metallfläche	12	14

Dass in sehr dünnen Schichten der Kienruss nicht atherman sei, ist früher schon angeführt worden; dass er dann vorzugsweise nur Strahlen der niedern Temperatur hindurchlasse, geht aus den folgenden Versuchen mit einer berussten Steinsalzplatte hervor.

Steinsalz-Platte	von 100 Strahlen			Locatelli Lampe		
	Siedendes Wasser	Metall v. 400°	Glühendes Platin.	frei	d. Glas	d. Alaun
Durchsichtig	67	66	55	48	34	25
wenig durchsichtig	50	49	40	35	20	9
sehr wenig —	44	43	33	27	15	6
f. Flamme —	35	33	25	21	8	2.4
f. Sonne —	27	25	14	9.5	2	0.5
undurchsichtig	23	18	10	8.0	1.4	—
—	13	11	5.7	5.0	0.5	—
—	9	6.5	1.9	0.5	—	—
—	6	3	0	—	—	—
—	3.5	1.6	0	—	—	—

Aus der für Strahlen verschiedener Wärmequellen verschiedener Absorption erklärt Melloni*) die sonderbare Erscheinung, dass man im Winter um Sträucher und Bäume, eben so wie um eingepflanzte Stangen den Schnee früher schmelzen sieht, als da, wo der Boden dem freien Sonnenschein ausgesetzt ist, dadurch nämlich, dass die vor den Bäumen und Sträuchern ausgestrahlte Wärme im stärkern Verhältniss vom Schnee absorbirt wird, als die directe Sonnenwärme. Er bestrich eine Thermosäule mit Bleiweiss, und liess auf sie die concentrirten Strahlen einer Lampe fallen, erhielt nun eine Ablenkung von 15 Grad; bei Einschaltung eines dicken Blattes dunkelgrauen Papiers hingegen stieg die Ablenkung auf 33°5. Das Bleiweiss stellt hier den Schnee vor, das erwärmte graue Papier die durch den Baum in dunkle Wärme verwandelte Sonnenwärme. Ein directerer Versuch war folgender.

*) Pogg. Ann. 44 p. 357.

Die symmetrischen Seiten der Thermosäule wurden zwischen eine Lampe und bis 400° erhitztes Kupfer gestellt, und dieses so weit genähert, dass das Gleichgewicht an der Nadel hervorgebracht wurde. An die Stelle der Thermosäule wurde darauf eine horizontale cylindrische Röhre gestellt, die an beiden Enden offen den Wärmequellen zugekehrt war, in der Mitte durch eine Scheidewand getrennt gleiche Portionen reinen Schnees in ihren Abtheilungen enthielt. Die grösste geschmolzene Schneemenge bei diesen quantitativ gleichen Strahlungen fand sich auf Seiten des Kupfers, denn der Schnee verschwand hier nach 4 Minuten, auf der Seite der Lampe nach 9.5

Ein mit Schnee gefülltes glatt abgestrichenes Gefäss wurde senkrecht aufgestellt den Strahlen einer Argand'schen Lampe ausgesetzt. Eine kleine sehr dünne mit Kienruss überzogene Pappscheibe zwischen Lampe und Schnee aufgestellt gab in ihrem Schatten nach einer Viertelstunde ein Loch von 4 Linien Tiefe. Strahlte hingegen die Wärme von der bis 400° C. erhitzten Kupferscheibe aus, so bildete sich im Schatten der Scheibe eine Erhöhung.

Da die diffuse Sonnenwärme dieselben Eigenschaften besitzt, als die directe, so sieht man ein, dass die Wirkung der Bäume auch bei bedecktem Himmel dieselbe ist.

I. Aberration der Wärme.

Im Brennpunkte des Objectives eines zehnfüssigen parallactisch aufgestellten Fernrohrs fand v. Wrede die Temperatur des Ostrandes des Sonnenbildes höher als die des Westrandes. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wärme und des Lichtes würde nach diesen vorläufigen Versuchen im Verhältniss 20.25 : 24.03, also nahe wie 4 : 5 sein. (Pogg. Ann. 53. p. 602.)

Namenregister.

Ampère, Grund der Unsichtbarkeit gewisser Wärmestrahlen, 342.
Apjohn, Specifische Wärme der Gasarten, 310.
Arago, Ueber Gewitter, 268—271.
Avogrado, Ueber specifische Wärme, 294.

Bache, Ueber Stürme, 196.
v. Bär, Gewitter hoher Breiten, 170.
Beck, Ueber Stürme, 190.
Benzenberg, Ueber Sternschnuppen, 284. 289.
Berzelius, Ueber Meteorsteine, 272.
Bessel, Fallgeschwindigkeit der Meteorsteine, 273. Berechnung der Höhe und Bahn der Sternschnuppen, 277. 289.
Biot, Ueber Sternschnuppen, 279. Absorption der Wärme, 347. Verhalten im Bergkrystall, 357.
v. Boguslavski, Ueber Sternschnuppen, 283.
Brandes, Ueber Stürme, 194. Ueber Sternschnuppen 278. 282.
Brandes, R., Ueber tägliche Barometerveränderungen, 252.
Bredow, Ueber specifische Wärme bei gleichem Volumen, 306.

Capocci, Periodicität der Meteorsteine, 273.
Coffin, Bestätigung des Drehungsgesetzes, 192. Mittlere Windesrichtung im Staat New-York, 176.

Davy, Wärmestrahlung im luftleeren Raume, 318.
Delaroche, Ueber strahlende Wärme, 319.
Dove, Drehungsgesetz, 179. Regeln für die Veränderungen meteorologischer Instrumente, 188. Windrosen: barometrische, 203. thermische, 210. atmische, 215. Theorie der Stürme, 200. Vertheilung des Regens in den Jahreszeiten, 221. in Nordamerika, 223. Einfluss des Regens auf die Temperatur, 225—231. Atmosphärischer Druck in der Zone der Monsoons, 234. Theorie der täglichen Barometerveränderungen, 259.
Dulong, Ueber specifische Wärme, 293. 306. 311.

Eisenlohr, Drehung des Windes, 186. Barometrische Windrose, 201. thermische, 211.
Emsmann, Drehung des Windes, 187.
Encke, Ueber Sternschnuppen, 276.
Ermau, A., über Sternschnuppeu, 280. 285.
Ermau, P., Polarisation der Wärme, 353.
Espy, Ueber Stürme. 195.

Feldt, Neue Berechnung der Brandes'schen Sternschnuppenbeobachtungeu, 290. 285.
Forbes, Tägliche Barometerveränderungen, 256. Brechung der Wärme, 343. Drehung der Polarisationsebene, 356. Circularpolarisation, 358. Intensität der reflectirten, 358. Polarisation durch Turmaline, 362. verschiedene für verschiedene Wärmequellen, 359.
Fourier, Ableitung des Gesetzes der Sinus, 320.

Galle, Drehung d. Windes, 190. Barometrische Windrose v. Danzig, 202,

Hällström, Ueber tägliche Barometerveränderungen, 256.
Herschel, Luftdruck der heissen Zone, 237. Wärme des Sonnenspectrums, 343.
v. Hoff, Ueber Meteorsteine, 275.
Holmstedt, barometrische Windrose von Reikiavig. 207, thermische, 213.
Horner, Tägliche Aenderungen der Dampfmenge, 263.
Hossard, Höhe der Wolken, 267.
v. Humboldt, Abnahme des atmosphärischen Druckes am Aequator, 237 periodische Sternschnuppen, 276.

Kaemtz, Drehung des Windes, 190. Windrosen, 308. 215. Vertheilung des Regens in den Jahreszeiten, 217. Isobarometrische Linien, 240. Tägliche Barometarveränderungen, 247. 254. 25 Dampfmenge in der Höhe, 263. Ueber Meteorsteine, 274.
Kant, Windtheorie, 180.
Kupfer und Wisniewski, Barometrische Windrose von Petersburg, 2 thermische, 212.

Lambert, Abnahme der Wärme mit der Entfernung, 317. Gesetz Sinus, 319.
Leslie, Beweis des Lambert'schen Gesetzes der Sinus, 319.

Mahlmann, Vertheilung der Wärme auf der Oberfläche der E 1—174. Atmosphärischer Druck. 246.
Marcet, siehe de la Rive.

Mariotte, Beobachtungen über strahlende Wärme, 316.
Matteucci, über Gewitter, 272.
Maycock, Durchstrahlen der Wärme durch feste Körper, 319.
Melloni, Abnahme der Wärme mit der Entfernung, 320. Abhandlungen 322. Uebersicht seiner Entdeckungen, 324. Absorption diathermaner Mittel, 326 u. 346. Wärme des Sonnenspectrums, 342. Reflexion der strahlenden Wärme, 344. Absorption athermaner Körper, 344. Polarisation der Wärme durch einfache Brechung, 353. Drehung der Polarisationsebene, 356. im Bergkrystall, 357. Polarisation durch Turmaline, 359. Diffusion diathermaner Körper, 363, athermaner, 364. Ausstrahlung, 367. Schmelzen des Schnees in der Nähe von Bäumen, 369.

Neumann, Verallgemeinerung des Dulong'schen Gesetzes für specifische Wärme, 305.
Niemann, Tägliche Barometerveränderungen in Salzsiden berechnet, 253.
Nisse, Barometrische Windrose für Bützow, 204.

Olbers, Ueber Meteorsteine, 275. Ueber Sternschnuppen, 278. 283. Gegen Biot, 280.
Olmsted, Ueber die Novembersternschnuppen, 276.
Osler, Stündliche Beobachtungen der Stärke des Windes, 201.

Peytier und Hossart, Höhe der Gewitterwolken, 367.
Phillips und Gray, Abnahme des Regens mit der Höhe, 224.
Pictet, Reflexion der Wärme, 320.
Poggendorf, Schwerecorrection bei dem atmosphärischen Druck, 232.
Pouillet, Specifische Wärme des Platin, 308.
Baden Powell, Absorption der Wärme verschiedener Quellen, 346.
Prevost, Bewegliches Gleichgewicht der Wärme, 320. Durchstrahlung durch Wasser, 19.

Quetelet, Ueber Sternschnuppen, 282. 284.

Redfield, Obere Windesrichtung, 178. Wirbelbewegung der Stürme, 196.
Reid, Wirbelbewegung der Stürme, 197.
Regnault, Zusammenhang der specifischen Wärme mit dem Atomgewicht, 196. Einfluss der Cohäsion, 303.
de la Rive und Marcet, Specifische Wärme der Gase, 314, fester und flüssiger Körper, 315.
Rose, G., Ueber Meteorsteine, 273.
Rudberg, Specifische Wärme der Salzlösungen, 308.

Seebeck, Wärme des Sonnenspectrums, 339.
Scheele, Beobachtungen über strahlende Wärme, 316.
Schouw, Vertheilung des Regens in den Jahreszeiten, 217. Atmosphärischer Druck am Meeresspiegel, 238.
Schumacher, Längenbestimmung durch Sternschnuppen, 292.
Suerman, Specifische Wärme der Gase, 311.
Sykes, Tägliche Barometerveränderungen in Hindostan, 262.

Wartmann, Ueber Sternschnuppen, 283.
v. Wrede, Aberration der dunkeln Wärme, 370.
Wisniewski und Kupfer, Barometrische Windrose für Petersburg, 206.

Zahn, Reflexion der Wärme, 316.

Druckfehler.

Seite	175	Zeile	11	liess folgenden statt foldenden
-	185	-	22	- Sitcha statt Siteha
-	188	-	22	- Südwinden statt Südwinden
-	189, 190, 191			- Ogdensburgh statt Ordensburgh
-	195	Zeile	11	- Drehung statt Dehnung
-	201	-	17	- 1837 statt 1737
-	215	unten		- e_x statt ex
-	224	Zeile	15	- vom statt am
-	234	unten		- Pogg. Ann. 24 p. 205.
-	246	Zeile	3	- auf statt auf als
-	254	-	11	- cos. statt cis.
-	260	-	11	- Petersburg
-	273	-	37	- irdische
-	285	-	17	- ; in Gent
-	286	-	29	- sämtlich statt jährlich
-	287	-	32	- dieser statt diese

der Abhnitt. — Centesimalgrade.

Eine Beobachtung tägl. tmd.	Novaja Semlja (Matotschkin-Schar. 73° n. 51½° ö. 1 J. 183¾.	Fels Ba 70° 3° 26′ w. Par. 55° 2 1 , 18 4.	1833 u. 34	Padua [9]). 45° 24′ n. 9° 32′ ö. 16 Mon. 17 7/13	Madras [10]). 13° 5′ n. 77° 57′ ö. 1823.	Stille Ozean [11]). Zwischen 5 n. 15° n. Br. Fast ½ J. 182 7/9.
g.5	. . .	. .11	+ 2°.17	+ 2°.65	+2°.77	+ 0°.78
6	+ 0°.44	+ 0 .79	+ 1 .81	+ 2 .27	(+ 1 .42?)	+ 0 .63
7	. . .	. .05	+ 1 .07	+ 1 .63	+ 1 .81	+ 0 .42
8	— 0 .16	+ 0 .21	+ 0.15	+ 0 .76	+ 1 .04	+ 0.08
9	. . .	. .73	— 0 .79	— 0.34	— 0.18	— 0 .21
10	— 0 .60	— 0 .51	— 1 .59	— 1 .18	— 1.44*)	— 0 .53
12	— 1 .18	— 1 .62	— 2 .65	— 2 .42	— 2 .69	— 0 .99
u.1	. . .	. .68	— 2 .83	— 2 .81	— 2 .78	— 1 .17
2	— 0 .83	— 1 .65	— 2 .66?	— 3 .04	— 2 .69	— 1 .17
3	. . .	. .33	— 2 .30	— 3 .00	— 2 .40	— 1 .06
6	— 0 .05	— 0 .57	— 0 .58	— 1 .11	— 0 .73	— 0 .33
7	. . .	. .02	0.00	— 0 .44	+ 0.02	+ 0.04
8	+ 0 .15	+ 0 .53	+ 0 .47	+ 0.07	+ 0 .34	+ 0 .23
9	. . .	. .81	+ 0 .81	+ 0 .63	+ 0 .43	+ 0 .37
10	+ 0 .60	+ 0 .13	+ 1 .14	+ 0 .97	+ 0 .62	+ 0 .52
11	. . .	. .33	+ 1 .31?	+ 1 .27	+ 1 .03	+ 0 .63

*) Zweistündl. Beichung v. Med.! Beng. Journ. V. 296.

… im jährlichen Durchschnitte. — Centesimalgrade.

Mühlhausen 1837.	Plymouth 1833.	Plymouth 1834.	Plymouth 1833 u. 4	Padua 1778—9.	Madras 1823.	Stille Ozean 1 Jahr.
0.00	— 0.23	— 0.27	— 0.25	+ 0.08	— 0.11	— 0.04
— 0.18	— 0.29	— 0.40	— 0.34	— 0.11	— 0.16	— 0.13
— 0.24	— 0.21	— 0.30	— 0.25	— 0.23	— 0.12	— 0.13
— 0.12	— 0.02	— 0.12	— 0.07	— 0.21	+ 0.03	— 0.07
+ 0.15	+ 0.18	+ 0.17	+ 0.18	+ 0.03	+ 0.23	0.00
— 0.07	— 0.23	— 0.26	— 0.24	+ 0.12	+ 0.04	— 0.11
— 0.26	— 0.29	— 0.39	— 0.33	— 0.08	— 0.01	— 0.19
— 0.32	— 0.21	— 0.27	— 0.24	— 0.19	+ 0.04	— 0.19
— 0.19	— 0.02	— 0.11	— 0.07	— 0.17	+ 0.18	— 0.14
+ 0.07	+ 0.18	+ 0.19	+ 0.19	+ 0.07	+ 0.38	— 0.06
— 0.26	— 0.43	— 0.42	— 0.42	— 0.07	— 0.20 i	— 0.18
— 0.44	— 0.45	— 0.54	— 0.51	— 0.27	— 0.24 i	— 0.27
— 0.30	— 0.40	— 0.43	— 0.42	— 0.38	— 0.20 i	— 0.27
— 0.38	— 0.22	— 0.27	— 0.25	— 0.36	— 0.06 i	— 0.21
— 0.11	— 0.02	+ 0.03	+ 0.01	— 0.12	+ 0.14 i	— 0.14
— 0.61	— 0.80	— 0.79	— 0.79	— 0.39	— 0.44	— 0.29
— 0.86	— 0.77	— 0.80	— 0.79	— 0.70	— 0.44	— 0.37
— 0.46	— 0.39	— 0.34	— 0.36	— 0.44	— 0.10	— 0.24
— 1.09	— 1.34	— 1.21	— 1.25	— 0.83	— 0.82	— 0.46
— 1.33	— 1.32	— 1.22	— 1.25	— 1.14	— 0.82	— 0.54
— 0.94	— 0.93	— 0.76	— 0.82	— 0.88	— 0.48	— 0.41
+ 0.15	+ 0.18	+ 0.17	+ 0.18	+ 0.03	+ 0.23	0.00
+ 0.44	+ 0.49	+ 0.48	+ 0.49	+ 0.40	+ 0.69	+ 0.09
+ 0.57	+ 0.61	+ 0.61	+ 0.61	+ 0.58	+ 0.78 i	+ 0.15
+ 0.56	+ 0.53	+ 0.53	+ 0.53	+ 0.60	+ 0.89	+ 0.23
+ 0.38 i	+ 0.20	+ 0.37	+ 0.31	+ 0.42	+ 0.68	+ 0.16
+ 0.13	— 0.03	+ 0.03	+ 0.01	+ 0.14	+ 0.12	+ 0.08
— 0.05	— 0.25	— 0.20	— 0.22	— 0.10	— 0.41	— 0.0
— 0.32	— 0.43	— 0.41	— 0.44 ?	— 0.28	— 0.62	— 0.1
— 0.41	— 0.52	— 0.56	— 0.55	— 0.43	— 0.73	— 0.1
— 0.24	— 0.29	— 0.40	— 0.33	— 0.19	— 0.01	— 0.1

Durchschnitt.

benfalls 0°.0 Abweichung vom wahren Medium.

Tab. III. Durchschnitt. — Centesimalgrade.

rel Beobachtungen täglich. Stunden.	Nov Plymouth. Matots Scha 183⅓	1834.	1833 u. 34.	Padua. 177⅗.	Madras. 1823.	Stille Ozean. ½ Jahr.
rg Mtg. u. Ab. 6, 2 u. 8	— 0.	— 0.11	— 0.13	— 0.23	— 0.02 i	— 0.10
2 u. 9	. .	— 0.26	— 0.26	— 0.26	— 0.15	— 0.13
2 u. 9 + 9	. .	+ 0.01	+ 0.01	— 0.04	— 0.01	0.00
4 u. 12	+ 0.	0.00	— 0.03	— 0.07	+ 0.09	— 0.05
2 u. 10	+ 0.	+ 0.09	+ 0.10	+ 0.07	+ 0.07i*)	— 0.01
Beob. täglich 4 u. 8h A.	+ 0.1	— 0.27	— 0.24	+ 0.22	+ 0.46	+ 0.08
4 - 10 -	+ 0.1	— 0.01	— 0.02	— 0.03	— 0.09	0.00
6 - 12 -	0.0	+ 0.02	+ 0.03	+ 0.07	+ 0.02i	0.00
8 - 12 -	— 0.1	— 0.09	— 0.12	— 0.00	— 0.02	0.00

*) Durch Interpolden eine interpolirte genommen, so findet sich in den neben der Zahl ein Grund in den benutzten Originalresultaten, z. B. bei

1) Pachtussow im September durch Interpol. ergänzt. Die October-lungen zu Matotschk
2) Aus Rosa' 2
3) Das Med. aus
4) Edinb. Soc. T
5) Aus Neuber'gen sich in der Reihe noch viele Anomalien.
6) A. Brandes'
7) Nachträgl. hab Ah., im Winter v. 6. Morg. bis 11 Ab.; die fehlenden durch Interpol. ergb°.030; 8h Ab. ist anomal.
8) A. d. 5th Rep
9) A. Ephem. so Meteor. I. (abgedr. Pogg. ebd.)
10) A. Madras Omer-Einfluss!
11) Nach Hälls und stl. Oz.) zwischen dem 15. Nov. und 22. Mai.! Lût-aut. du monde. Vrgl. v. Humb. Voy. ch. 29. Fr. Asiat. 2. p. 557 — cht zu übersehen, der Sonne grösser, als bei nördlicher ist; auf dem .oll ne findet wahrsche

Fig. V. Pag.

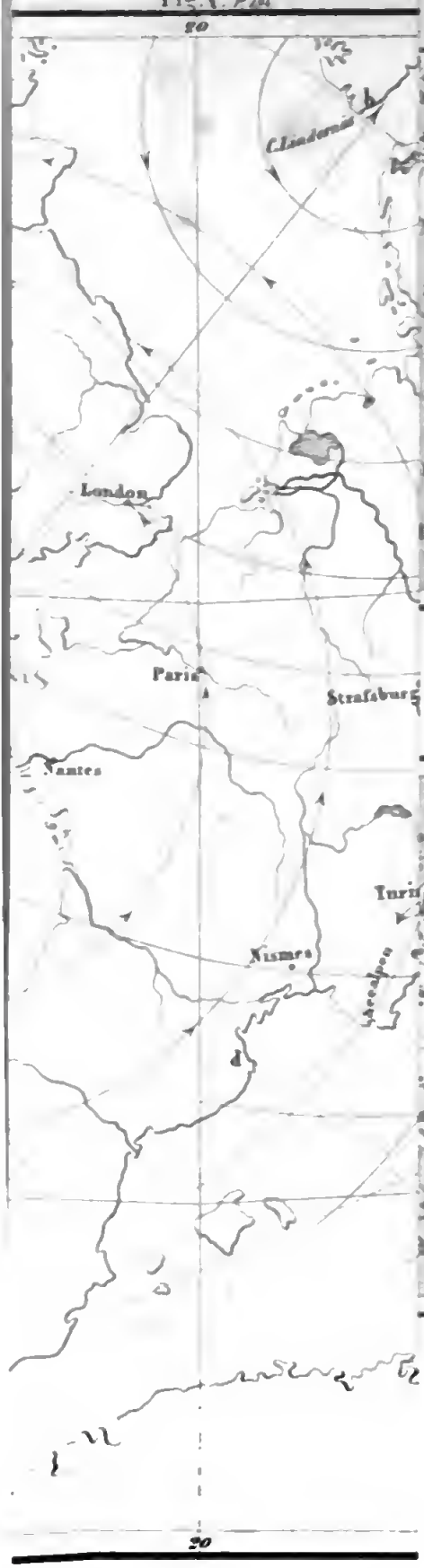
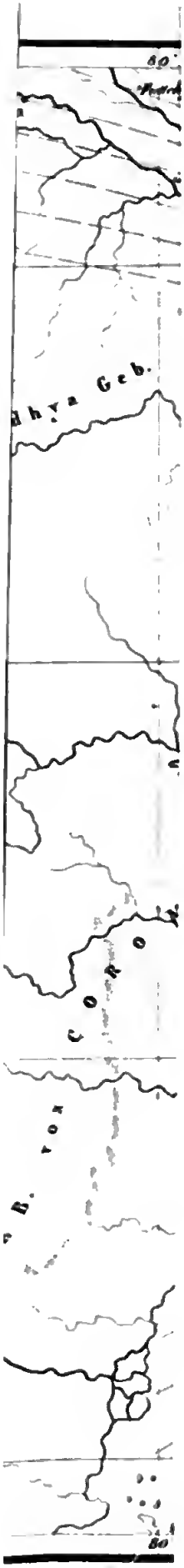
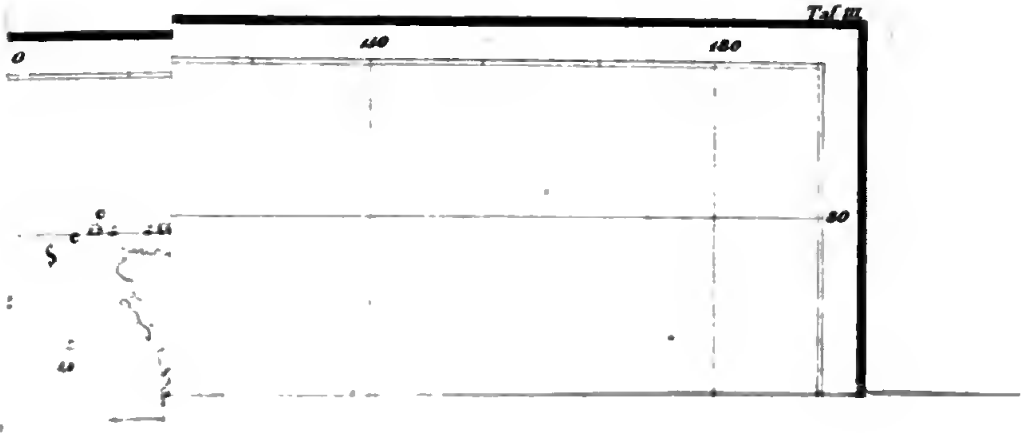


Fig. VIII. Pag.

Fig. IX. Pag.



Digitized by Google


Tafel III
0
40
80
120

Repertorium der Physik.

Enthaltend

eine vollständige Zusammenstellung der neuern Fortschritte dieser Wissenschaft.

Unter Mitwirkung der Herren

Broch, Lejeune-Dirichlet, Minding, Mahlmann, Moser, Radicke, Riess, Röber, Strehlke

herausgegeben

von

HEINR. WILH. DOVE.

V. Band.

echanik. Allgemeine Gesetze der Wellenbewegung.
Literatur des Magnetismus und der Elektricität.
Ueber das Auge.

Mit einer Kupfertafel.

Berlin:
Verlag von Veit & Comp.
1844.

1986. e 12

BODL LIBRARY
2-APR.83
OXFORD

Inhaltsverzeichniss zum fünften Bande.

Dreizehnter Abschnitt.

Mechanik v. Minding.

1. Allgemeine Statik. Neue Form des Grundprincips der Mechanik (von Gauss) 2. — Ableitung desselben aus dem Princip der virtuellen Geschwindigkeit mittelst des d'Alembert'schen Princips 3. — Kräftepaare von Poinsot 3. — Neues Princip in der Statik (von Möbius und Minding) 4—6. — Gleichgewicht elastisch biegsamer Fäden (von Möhius) 7. — Einfluss der Schwere auf einen in zwei Punkten von gleicher Höhe unterstützten Stab (Bessel) 8—10. . . . . 1—10

2. Allgemeine Gesetze über Anziehung nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung. — Potential (von Gauss) 10—13. — Die Massen-Vertheilung im Innern eines begrenzten Raumes lässt sich der Wirkung nach ersetzen durch Massenvertheilung auf der Oberfläche (von demselben) 13—25. . . . . 10—28

3. Anziehung des Ellipsoids. Methode v. Dirichlet 28—35 20—35

4. Lamé et Clapeyron, Mémoire sur l'équilibre interieur des corps solids homogènes. . . . . 35—49

5. Principia generalia theoriae figurae fluidorum in statu aequilibrii, auctore C. F. Gauss. Gottingae 1830. — Poisson's Verfahren bei der Capillarität auf die Aenderungen der Dichtigkeit an der Oberfläche der flüssigen Körper Rücksicht zu nehmen 64—66 . . . . . 49—66

6. Ueber das Gleichgewicht eines an einem Faden hängenden und in gleichmässige Drehung versetzten Körpers (von Pagani) . . . . . 66—71

7. Ueber die Anwendung des Satzes der lebendigen Kräfte in der Maschinenlehre. — Principe de la transmission du

Seite.

travail (von Poncelet u. Coriolis) 72. — Pronyscher Zaum 73. — Federdynamometer von Morin 74. — Dynamometer von Poncelet 75. . . . . 71—75

8. Theorie der Dampfmaschine nach v. Pambour. . . . 75—87

Vierzehnter Abschnitt.

Allgemeine Gesetze der Wellenbewegung v. Broch.

1. Gleichungen des Gleichgewichts nod der Bewegung eines Systems von Molekülen . . . . . 88—90

2. Gleichungen des Gleichgewichts und der Bewegung zweier Syateme von Molekülen, die sich gegenseitig durchdringen 90—93

3. Gleichung der unendlich kleinen Bewegungen eioes Systems von Molekülen . . . . . 93—94

4. Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen zweier Systeme von Molekülen, die sich gegenseitig durchdringen 95—98

5. Integration der Differenzialgleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines oder zweier Systeme von Molekülen . . . . . 99—103

6. Von der Principalen Funktion ω . . . . . 103—118

7. Von der Wellenfläche und von der charakteristischen Fläche . . . . . 118—123

8. Redoktion der einer homogenen charakteristischen Gleichung entsprechenden principalen Funktion ω, wenn die charakteristische Gleichung lauter reele Wurzeln hat, und der Anfangswerth von $d_t^{2n-1}\omega$ nur innerhalb einer sehr kleinen Kugelfläche merkbar ist . . . . . 123—132

9. Ueber die Begrenzung der Wellen . . . . . 132—133

10. Partikuläre Integrale der Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eioes Syatems von Molekülen . . . . 133—135

11. Partikuläre Integrale der Gleichungen der uoeodlich kleinen Bewegungen zweier Systeme von Molekülen, die sieh gegenseitig durehdringen . . . . . 135—140

12. Znsammensetznng der allgemeinen Integralen aus den partikulären . . . . . 140—144

13. Eiofaehe Bewegnog eines oder zweier Systeme von Molekülen . . . . . 144—150

14. Polarisation der unendlich kleinen Bewegungen 151

Funfzehnter Abschnitt.

Literatur des Magnetismus und der Elektricität

von H. W. Dove.

Seite.

1. Elektromagnetismus 152
2. Inductionserscheinungen 163
3. Galvanismus 170
4. Thierische Elektricität 205
5. Thermoelektricität 207
6. Pyroelektricität (Krystallelektricität) 209
7. Reibungselektricität 212
8. Atmosphärische Elektricität 243
9. Magnetismus 266
10. Erdmagnetismus 274
11. Photomagnetismus 282

Besonderes Register zur Literatur der Elektricität und des Magnetismus 284

Sechszehnter Abschnitt.

Ueber das Auge v. L. Moser.

Weg der Lichtstrahlen im Auge . . . . . 337—343
Für eine Linse 339, für ein Linsensystem 343.

Maassbestimmungen über das Auge . . . . . 343—346
Brechungsverhältnisse 346, Weite der Pupille 346.

Entfernung der Bilder im Auge und Adaptirung . . 347—365
Entfernungen der Bilder für beliebige Entfernungen des Objects 348. Tafel darüber 349. Formel für angenäherte Werthe ib. Das Bild trifft nach der Rechnung mit der Netzhaut nicht zusammen 349. Adaptirung, Zweifel darüber 350. Die Bilder im Auge besitzen keine vollkommene Deutlichkeit 351. Mangel an Achromatismus im Auge 352. Irradiation 353. Deutlichkeit der Bilder einer camera obscura 353. Messung der Adaptirung 354. *Optometer* 355. Intervall der Adaptirung ib. Adaptionskraft 357. Gleichheit derselben für verschiedene Augen 358. Beobachtungen Burow's 359. Ansichten über die

Seite.

Adaptirung ib. Durch Veränderung des Radius der Hornhaut 360. Durch Verschiebung der Linse 361. Beobachtungen Hueck's 362 Einwand Volkmann's 364. Zusammenhang von Adaptirung, Bewegung der Iris und Convergenz der Sehachsen nach Joh. Müller 365.

Richtung des Sehens und Grösse der Bilder auf der Netzhaut . . . . . 366—376

Aufgabe 366. Gesichtswinkelmesser Volkmann's 367. Messungen Volkmann's 368. Directes und indirectes Sehen 369. Drehungspunkt des Auges 370. Bestimmung der zwei optischen Hauptpunkte des Auges 372. Grösse der Bilder auf der Netzhaut 373. Für den kleinsten Gesichtswinkel ib. Beurtheilung der Lage äusserer Objecte 374. Hängt nicht von einem bestimmten Strahl, sondern vom Ort des Bildes auf der Netzhaut ab 374. Ansicht darüber 375. Krümmung der Retina 376.

Schätzen der relativen Entfernung, Beurtheilung des Reliefs, Sternoscop von Wheatstone . . . . 377—405

Entdeckung Wheatstone's 377. Stereoscop 379. Einfluss d. Seelenthätigkeit bei Anwend. desselb. 380. Ist bei den Gesichtswahrnehmungen von untergeordneter Wichtigkeit 382 u. a. Stereoscopische Figuren auf photographischem Wege 384. Rücksichten dabei 386. Darstellung solcher Figuren von Gegenständen in beliebiger Entfernung 385. Einwand Bruecke's gegen Wheatstone's Ansicht; verschiedene Convergenz der Sehachsen 387. Schätzung der relativen und absoluten Entfernung 389. Verschiedene Hülfsmittel des Auges bei der Beurtheilung des Reliefs 390. Falsche Beurtheilung des Reliefs durch Mikroscope, Loupen, Röhren 391. Nutzen der Adaptirung bei der Beurtheilung des Reliefs 394. An brechenden Medien erläutert 395. Verfahren bei der Bestimmung des Brechungsindex durch Mikroscope 396. Untersuchung der Achromasie von Linsen 397. Abweichung von der Ebene, als dritte Art der Abweichung bei Linsen 398. Unterschied bei der Stellung einer Linse mit verschiedenen Radien der Krümmung 399. Widerspruch von Theorie und Praxis ib. Lage der beiden optischen Hauptpunkte einer Linse 402. Einfache Ableitung derselben ib. Lage der beiden Brennpunkte einer Linse 404. Verschiebung eines Punktes durch eine Linse 405. Bildweite für Objecte ausserhalb der Axe 405.

Das Myopndiosthoticon . . . . . 409—413

Beschreibung des Instruments 409. Bestätigung der Versuche Berthold's und Erklärung desselben 410.

Dreizehnter Abschnitt.

Mechanik,

bearbeitet von

Ferdinand Minding.

---

1. Allgemeine Statik.

Bekanntlich lassen sich alle Entwickelungen der Statik auf den Satz der virtuellen Geschwindigkeiten als gemeinschaftliches Princip zurückführen. Bezeichnet P die Intensität einer Kraft, ds eine beliebige unendlich kleine Verrückung ihres Angriffspunctes, welche jedoch mit den Bedingungen verträglich sein muss, denen die Lage desselben unterworfen ist; heisst ferner Θ der Winkel zwischen den Richtungen von P und ds, so ist $P \cos. \Theta \, ds$ das Product aus der Kraft in die Projection der Verrückung des Punctes auf die Richtung der Kraft, oder auch das Product aus der Verrückung des Punctes in die ihrer Richtung parallele Componente der Kraft, welches Product das virtuelle Moment der Kraft P genannt wird. Dasselbe ist positiv oder negativ, je nachdem der Winkel Θ spitz oder stumpf ist, oder je nachdem die Fortrückung nach der Richtung der Kraft in dem Sinne der Kraft oder diesem entgegen geschieht. Nach dem Satze der virtuellen Geschwindigkeiten muss, für das Gleichgewicht eines Systems, die Summe der virtuellen Momente für jede virtuelle Verrückung der Puncte gleich Null sein. Diese gewöhnliche Aussage ist hinreichend, wenn zwischen den Coordinaten der Puncte Bedingungsgleichungen Statt finden, die auf keine Weise verletzt werden dürfen, also wenn die Puncte genöthigt sind, auf gewissen Flächen zu bleiben, die entweder unmittelbar gegeben sind, oder die man aus den Bedingungsgleichungen des Systems erhält, wenn man in diesen nur die Coordinaten eines Punctes als veränderlich betrachtet. Um auch sogleich solche Fälle zu umfassen, in welchen Puncte nur auf gegebenen Flächen so liegen, dass sie sich von ihnen nach einer Seite entfernen können, drückt Gauss den Satz der virtuellen Geschwindigkeiten so aus, das die Summe der virtuellen Momente, für jede zulässige

virtuelle Bewegung, für das Gleichgewicht gleich Null oder negativ sein muss, also nie einen positiven Werth erhalten darf. In der That ist, wenn ein Punct auf einer Fläche liegt, von welcher er sich nach einer Seite in der Richtung der Normale entfernen kann, das virtuelle Moment des Widerstandes der Fläche, für eine Verrückung des Punctes in der Richtung der Normale, offenbar positiv, weil die Verrückung nur in dem Sinne des normalen Widerstandes geschehen kann; und da es in Verbindung mit den virtuellen Momenten der übrigen auf den Punct wirkenden Kräfte die Summe Null geben muss, wenn der Punct im Gleichgewicht sein soll, so muss für diese normale Verrückung die Summe der virtuellen Momente der übrigen Kräfte negativ sein; eine Bemerkung, welche sich leicht auf ein System übertragen lässt und dadurch den obigen Ausdruck liefert.

Im 4ten Bande des Crelleschen Journals für Math. (S. 232.) hat Gaus das Grundprincip der Mechanik in einer neuen Form dargestellt, welche unmittelbar die Bewegung wie das Gleichgewicht umfasst, nämlich in folgender: Die Bewegung eines Systemes irgendwie mit einander verbundener Puncte geschieht in jedem Augenblicke in möglich grösster Uebereinstimmung mit der freien Bewegung, oder unter möglich kleinstem Zwange, indem man als Maass des Zwanges, den das ganze System in jedem Zeittheilchen erleidet, die Summe der Producte aus dem Quadrate der Ablenkung jedes Punctes von seiner freien Bewegung in seine Masse betrachtet.

Sind nämlich $m, m', m'', \ldots$ die Massen der Puncte; $a, a', a'', \ldots$ ihre Orte zur Zeit t; $b, b', b'', \ldots$ die Orte, welche sie nach der unendlich kleinen Zeit dt in Folge der während dieser Zeit auf sie wirkenden Kräfte und der zur Zeit t erlangten Geschwindigkeiten und Richtungen einnehmen würden, falls sie alle vollkommen frei wären; so werden die wirklichen Orte $c, c', c'', \ldots$ diejenigen sein, für welche, unter allen mit den Bedingungen des Systems vereinbaren, $m(bc)^2 + m'(b'c')^2 + m''(b''c'')^2 + \ldots$ ein Minimum wird.

Das Gleichgewicht ist offenbar nur ein einzelner Fall dieses allgemeinen Gesetzes, und die Bedingung dafür, dass $m(ab)^2 + m'(a'b')^2 + \ldots$ selbst ein Minimum sei, oder dass das Beharren des Systems im Zustande der Ruhe der freien Bewegung der einzelnen Puncte näher liege, als jedes mögliche Heraustreten aus demselben.

Die Ableitung dieses Princips aus dem Satze der virtuellen Geschwindigkeiten geschieht mit Hülfe des d'Alembertschen Princips auf folgende Weise:

Die auf den Punct m wirkende Kraft ist zusammengesetzt aus einer, die in Verbindung mit der zur Zeit t Statt habenden Geschwindigkeit und Richtung ihn in der Zeit dt von a nach c führt und einer zweiten, die ihn in derselben Zeit aus der Ruhe in c durch cb führen würde, wenn er frei wäre. Dasselbe gilt von den andern Puncten. Die Wirkung dieser zweiten Kräfte werden dadurch aufgehoben, dass die Puncte nicht frei sind, oder es müssen, nach d'Alemberts Princip, die Puncte m, m′, .. des Systemes in c, c′, c″, ... unter alleiniger Wirkung dieser Kräfte, vermöge der Bedingungen des Systemes, im Gleichgewichte sein. Denkt man sich daher die Puncte m, m′, m″, ... aus c, c′, c″, ... auf irgend eine mit den Bedingungen des Systems verträgliche Weise nach dem Orte $\gamma, \gamma', \gamma''$, ... verschoben, und sind ϑ, ϑ', .. die Winkel, welche $c\gamma, c\gamma'$, .. mit cb, c′b′, ... einschliessen, so ist nach dem Gesetze der virtuellen Geschwindigkeiten $\Sigma m.\, cb.\, c\gamma.\, \cos.\vartheta$ entweder Null oder negativ. Da nun $\gamma b^2 = cb^2 + c\gamma^2 - 2\, cb.\, c\gamma.\, \cos.\vartheta$, so folgt hieraus, dass $\Sigma m.\, \gamma b^2 - \Sigma m.\, cb^2 = \Sigma m.\, c\gamma^2 - 2\Sigma m.\, cb.\, c\gamma.\, \cos.\vartheta$ immer positiv sein wird, also $\Sigma m.\, \gamma b^2$ immer grösser als $\Sigma m.\, cb^2$, d. i. dass $\Sigma m.\, ch^2$ ein Minimum sein wird; w. z. b. w.

So allgemein diese Principien sind, so trägt doch das Gesetz der virtuellen Geschwindigkeiten seinen Beweis keineswegs in sich selbst, sondern es muss erst auf einfachere Grundlagen zurückgeführt werden. Diese bestehen in dem Parallelogramm der Kräfte und in dem Axiom von der Gleichheit zwischen Action und Reaction, an deren Verknüpfung der Satz der virtuellen Geschwindigkeiten als allgemeinste Folgerung hervorgeht. Gewinnt man durch diesen eine allgemeine Methode, um die Probleme der Statik in Gleichung zu setzen, so verfährt man doch nicht weniger direct, wenn man diese Probleme, ohne jenen Satz anzuwenden, unmittelbar auf die genannten Grundlagen zurückführt. — Zu den wichtigsten Vereinfachungen, welche die Statik durch solche auf die einfachsten Gründe zurückgehenden Betrachtungen gewonnen hat, gehört die Einführung der Kräftepaare von Poinsot, welche, wenn sie auch nicht als ein neues Resultat, sondern nur als ein anderer Ausdruck für die Theorie der Momente anzusehen ist, doch durch ihre Angemessenheit die elementaren Untersuchun-

gen über das Gleichgewicht sehr erleichtert nnd zu einem hohen Grade geometrischer Anschanlichkeit erhebt. Eine nähere Angabe dieser Theorie wird man hier nicht erwarten, weil dieselbe schon zu den älteren Arbeiten gehört; es genügt, hierüber auf die *Elémens de Statique* von Poinsot zu verweisen, so wie auf einige andere Lehrbücher, in welche diese Theorie, nachdem sie lange keinen merklichen Eingang gefunden, erst in der neuesten Zeit übergegangen ist, namentlich auf das Lehrbuch der Statik von Möbius, Leipzig 1837 und auf das von mir herausgegebene Handbuch der theoretischen Mechanik, Berlin 1838.

Mit Hülfe dieser auf geometrische Anschauung gegründeten Betrachtungsweise hat Poinsot neuerlich das dynamische Problem der Drehung eines festen Körpers, auf welchen keine beschleunigenden Kräfte wirken, auf sehr elegante Weise behandelt. Seine Schrift: *Théorie nouvelle de la rotation des corps*, *Paris* 1834, giebt jedoch nur den Gang und die Resultate der Untersuchung an; die Beweise muss der Leser selbst ergänzen.

Eine früher in die Statik nicht eingeführte Untersuchung gründet sich auf folgende Betrachtung. Wenn an den Puncten eines festen Systemes oder Körpers unveränderliche Kräfte haften, d. h. solche, die bei jeder Verschiebung des Körpers nach Richtung und Intensität ungeändert auf dieselben Angriffspuncte wirken; so hängt ihre Wirkung, welche der Theorie der Kräftepaare zufolge sich immer und nur auf eine Weise auf die einer einfachen Kraft und eines zu derselben senkrechten Paares zurückführen lässt, offenbar von den verschiedenen Stellungen ab, in welche der Körper durch seine Verschiebung gegen die Kräfte gebracht wird. Sind insbesondere die Kräfte parallel und ist ihre Mittelkraft nicht gerade Null, so haben sie bekanntlich für jede Stellung des Körpers eine einfache Resultante, welche den Körper beständig in einem festen Puncte, dem Mittelpuncte der parallelen Kräfte oder dem Schwerpuncte, trifft. Dieses einfache Resultat hat sich einer grossen Erweiterung fähig gezeigt, in Betreff deren ich auf die Statik von Möbius so wie auf mein Handbuch der Mechanik verweise, da hier nicht der Ort ist, auf den Gegenstand ausführlich zurückzukommen. Der Umstand, dass diese Untersuchung sich gleichzeitig zweien von einander ganz unabhängigen Bearbeitern der Statik, wenn auch unter verschiedenen Gesichtspuncten, dargeboten hat, spricht dafür, dass es sich dabei um eine folgerechte Entwickelung

der Principien dieser Wissenschaft, um eine theoretisch nothwendige Ergänzung ihres Systems handelte. In diesem Betrachte mag es gestattet sein, hier den Mittelpunct von Kräften in einer Ebene, als einen einfachen und bei verschiedenen Gelegenheiten anwendbaren Fall hervorzuheben.

Es seien $P, P', P'', \ldots$ beliebige Kräfte in einer Ebene, an einem System festverbundener Puncte angebracht, R die Intensität ihrer Resultante, welche nicht gleich Null sein soll, so hat man, die Axe der x der Richtung von R parallel nehmend und die Kräfte nach x und y zerlegend, zur Bestimmung der Intensität und der Lage von R folgende Gleichungen:

$$P \cos. \alpha + P' \cos. \alpha' + \ldots = R$$
$$P \sin. \alpha + P' \cos. \alpha' + \ldots = 0$$
$$P (y \cos. \alpha - x \sin. \alpha) + P' (y \cos. \alpha' - x' \sin. \alpha') + \ldots = R \eta$$

wenn ξ und η die Coordinaten irgend eines Punctes in der Richtung der Resultante bezeichnen. ξ fällt aus obiger Gleichung weg, weil R der Axe x parallel ist. Sind ferner u, v neue rechtwinkliche Coordinaten aus demselben Anfange, und φ die Neigung von u gegen x, so hat man $x = u \cos. \varphi + v \sin. \varphi$, $y = -u \sin. \varphi + v \cos. \varphi$, und wenn ξ' und η' die Coordinaten im zweiten System für einen Punct der Resultante bezeichnen, auch $\eta = -\xi' \sin. \varphi + \eta' \cos. \varphi$; folglich:

$$R (\eta' \cos. \varphi - \xi' \sin. \varphi) = P [v \cos. (\varphi + \alpha) - u \sin. (\varphi + \alpha)] + P' [v' \cos. (\varphi + \alpha') - u' \sin. (\varphi + \alpha')] + \ldots$$

Denkt man sich die Axen u und v in dem System der Puncte fest, und dreht man dieses, zugleich mit jenen, um den Anfang der Coordinaten, während die Axen x y in der Ebene ungeändert bleiben, so entspricht jeder Lage des Systemes ein bestimmter Werth von φ, und die vorstehende Gleichung giebt für jede Lage des Systemes die Lage der Resultante in demselben an. Ihre Form lehrt sogleich, dass sich die Coordinaten eines Punctes in der Resultante finden lassen, welche ihr unabhängig von φ Genüge leisten; man erhält dieselben ohne alle Rechnung, wenn man $\varphi = 0$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$ setzt, nämlich:

$$R \xi' = P (v \sin. \alpha + u \cos. \alpha) + P' (v' \sin. \alpha' + u' \cos. \alpha') + \ldots$$
$$R \eta' = P (v \cos. \alpha - u \sin. \alpha) + P' (v' \cos. \alpha' - u' \sin. \alpha') + \ldots$$

Jede Resultante trifft also das System in dem bestimmten Punct, dessen Coordinaten ξ' und η' durch vorstehende Gleichun-

gen gegeben sind, oder bringt man an diesem Puncte (dem Mittelpuncte der Kräfte P, P′, P″, . . .) eine der Resultante gerade gleiche und entgegengesetzte Kraft an, so entsteht ein Gleichgewicht, welches durch beliebige Verschiebung des Systems der Angriffspuncte nicht gestört wird.

Anstatt das System der Angriffspuncte zu drehen, kann man dasselbe auch unbeweglich lassen, und alsdann die Kräfte ohne Aenderung ihrer gegenseitigen Neigungen um ihre Angriffspuncte drehen. Diese Bemerkung führt auf folgende Construction: Es seien P und Q zwei Kräfte in einer Ebene, A und B ihre Angriffspunte; man verlängere die Richtungen von P und Q bis zu ihrem Durchschnitte C (Fig. 1. Taf. 1.) und ziehe aus C die Resultante R, lege durch die Puncte A, B, C einen Kreis, welcher die (verlängerte) Richtung von R in M schneide, so ist M der Mittelpunct von P und Q. Denn indem sich P und Q drehen, durchläuft die Spitze des unveränderlichen Winkels C einen Kreis, und die Resultante R theilt den Winkel A C B, folglich auch den Bogen A M B, in zwei unveränderliche Theile, und geht mithin durch den festen Punct M. In Hinsicht der Lage dieses Punctes ist noch zu bemerken, dass, wenn man die Sehnen MA, MB zieht, die Seiten des Dreiekes AMB sich verhalten, wie die an der Spitze ihrer Gegenwinkel angebrachten Kräfte, nämlich AM : MB : BA = Q : P : R. Diese Proportion besteht auch fort, wenn die Kräfte einander parallel gedacht werden, wobei den Mittelpunct M in die gerade Linie AB oder in deren Verlängerung rückt. Nur wenn R = 0 ist, also die Kräfte P und Q einander gerade gleich, parallel und entgegengesetzt sind, mithin ein Paar bilden, haben sie keinen Mittelpunct.

Durch Einführung dieses Mittelpunctes in die Elemente der Statik wird die bisher gewöhnliche besondere Hervorhebung der parallelen Kräfte unnöthig gemacht, und die Betrachtung unmittelbar auf die beiden Hauptfälle hingeleitet, welche allein einen wesentlichen Unterschied darbieten, je nachdem nämlich, bei zwei in einer Ebene befindlichen Kräften, die Mittelkraft R nicht Null und mithin ein Mittelpunct vorhanden ist, oder R = 0 ist und die Kräfte ein Paar bilden.

Denkt man sich allgemein im Raume an den Puncten eines Körpers unveränderliche Kräfte angebracht, so ist unter einem Mittelpuncte dieser Kräfte ein solcher Punct des Körpers zu

verstehen, durch welchen die Resultante beständig geht, wenn der Körper in eine stetige Folge verschiedener Lagen gebracht wird. Es geht aus dieser Erklärung schon hervor, dass ein Mittelpunct nur vorhanden ist, sobald eine einfache Resultante Statt findet; wenn aber die Mittelkraft der auf den Körper wirkenden Kräfte nicht Null ist, so giebt es immer unzählige Lagen des Körpers, in welchen die Kräfte eine einfache Resultante haben. Für jede solche Lage ergeben sich in der Richtung der Resultante zwei Mittelpuncte; nämlich wenn der Körper um eine bestimmte durch einen dieser Puncte gelegte Axe gedreht wird, so besteht die vorige einfache Resultante unabänderlich fort, und trifft mithin, während sie im Allgemeinen dem Körper in verschiedenen Stellen begegnet, ihn zugleich fortwährend in demselben Mittelpuncte. Die Folge aller dieser Mittelpuncte bildet im Körper das System einer Ellipse und einer Hyperbel, welche in zwei gegeneinander senkrechten Ebenen so liegen, dass die Brennpuncte der einen in die Scheitel der andern fallen. Jede gerade Linie, welche einen Punct der Ellipse mit einem Puncte der Hyperbel verbindet, stellt die für eine gewisse zugehörige Stellung des Körpers stattfindende einfache Resultante dar; ihre Durchschnitte mit jenen beiden Curven sind die in dieser Resultante befindlichen Mittelpuncte, und die Tangenten jener Curven, in diesen Durchschnittspuncten, sind die Axen, um welche der Körper bei unveränderlich fortbestehender einfacher Resultante, gedreht werden kann. In Betreff der weiteren Ausführung dieses Gegenstandes muss auf die genannten Lehrbücher verwiesen werden.

Ueber das Gleichgewicht elastisch-biegsamer Fäden findet man in der Statik von Möbius eine lehrreiche und zugleich auf einfache Weise dargestellte Untersuchung. Derselbe Gegenstand ist auch in meinem Handbuche in manchen Puncten von der gewöhnlichen Weise abweichend behandelt. Die Anwendung dieser Theorie auf die Biegung elastischer Stäbe und das daraus herzuleitende Maas ihre Festigkeit findet man am vollständigsten bei Navier im Resumé des leçions données à l'école des ponts et chaussées sur l'application de la mécanique à l'établissement des constructions et des machines. Deuxième Edition. Paris 1833. 2 vol. 8. Die bei diesen Anwendungen gewöhnliche Annahme, dass gewisse Fasern und namentlich die, welche durch die Schwerpuncte der Querschnitte eines prismatischen oder cylindrischen

Stabes geht, in Folge der Biegung keine Spannung erleiden, und sich daher weder verlängern noch verkürzen, ist für kleine Biegungen völlig hinreichend; nach dem allgemeinen Gesetze der Spannung in der elastischen Curve ist jedoch die Spannung in jedem Elemente der mittlen Faser der nach der Richtung dieses Elementes wirkenden Componente der biegenden Kraft gleich; sie ist folglich von einem Elemente zum andern veränderlich, jedoch überall sehr klein, wenn die Richtungen der Elemente auf der Richtung der Kraft überall nahe senkrecht sind.

Den Einfluss der Schwere auf die Figur eines in zwei Puncten von gleicher Höhe aufgelegten Stabes hat **Bessel** in seiner die Einheit des preussischen Längenmaasses betreffenden Schrift, Seite 121 — 136, untersucht und für die Verkürzung des Abstandes zwischen den Endflächen eine Formel entwickelt, welche hier folgt. Es sei (Fig. 2.) der Staab CC', dessen Mitte A, Länge $CC' = 2l$, in zwei von den Enden gleich weit abstehenden Puncten B und B' wagerecht aufgelegt; die Länge $BC = B'C'$ sei $= a$, also $AB = l - a$. Man lege die Axe der x wagerecht durch die gerade über den Stützpuncten B und B' liegenden Puncte der Mittellinie des Stabes, so dass für diese $y = o$ sei; der Anfang der x sei in der Mitte zwischen diesen beiden Puncten; die y seien positiv nach oben. Wegen der Kleinheit der Biegung darf man bei Berechnung der Gestalt der Mittellinie die zweiten Potenzen von $\frac{dy}{dx}$ vernachlässigen, also $da = dx$ und $s = x$ setzen, wobei der Bogen s in A anfängt; ferner ist auch die Krümmung im Puncte xy der Mittellinie $= \pm \frac{d^2y}{dx^2}$ zu setzen. Das Moment des Widerstandes gegen Biegung, bekanntlich der Krümmung umgekehrt proportional, ist daher $= \nu \frac{d^2y}{dx^2}$, wo ν eine von der Spannkraft und dem Querschnitte des Staabes abhängige Constante ist. Der Ausdruck $\nu \frac{d^2y}{dx^2}$ ist positiv oder negativ, je nachdem der Widerstand gegen Biegung den vom Puncte xy bis zum Endpuncte reichenden Theil des Stabes abwärts oder aufwärts zu drehen strebt. Dieses vorausgesetzt, erhält man zunächst für das Gleichgewicht des Theiles AB, welcher sich als in A wagerecht eingeklemmt betrachten lässt, folgende Gleichung, in welcher μ das Gewicht der Längeneinheit des Stabes ist:

$$\nu \frac{d^2y}{dx^2} + \mu \int_x^l (x' - x)\, dx' - \mu l\,(l - a - x) = 0.$$

Das zweite Glied ist das Moment, in Bezug auf den Punct xy in AB, der zwischen ihm und C befindlichen Theile des Stabes; nämlich $\mu ds = \mu dx'$ ist das Gewicht eines solchen Theiles, dessen Abscisse x' ist und der mithin am Hebelarme $x' - x$ wirkt. Der Widerstand der Stütze in B ist gleich dem halben Gewicht des Stabes, also $= \mu l$, und wirkt aufwärts drehend am Hebelarme $l - a - x$. Vollzieht man die Integration, so kommt

$$-\nu \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{\mu}{2}(x - l)^2 - \mu l\,(l - a - x) \text{ oder}$$

$$-\nu \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{\mu}{2}\left\{x^2 - l\,(l - 2a)\right\} \qquad 1.$$

Hieraus folgt durch Integration, da für $x = 0$, $\frac{dy}{dx} = 0$, und für $x = l - a$, $y = o$ sein muss:

$$-\nu \frac{dy}{dx} = \frac{\mu}{6}\left\{x^3 - 3l\,(l - 2a)\,x\right\} \qquad 2.$$

$$-\nu y = \frac{\mu}{24}\left\{x^2 - (l - a)^2\right\}\left\{x^2 + (l - a)^2 - 6l\,(l - 2a)\right\} \qquad 3.$$

Für den Theil BC ist

$$-\nu \frac{d^2y}{dx^2} = \mu \int_x^l (x' - x)\, dx' = \frac{\mu}{2}(x - l)^2 \qquad 4.$$

$$\text{folglich} \quad -\nu \frac{dy}{dx} = \frac{\mu}{6}\left\{(x - l)^3 - C\right\} \qquad 5.$$

und $C = l\,(2l^2 - 6\,a\,l + 3a^2)$, weil für $x = l - a$ die Werthe von $\frac{dy}{dx}$ aus 5. und 2. gleich sein müssen. Endlich, da für $x = l - a$, $y = 0$ sein muss:

$$-\nu y = \frac{\mu}{24}\left\{(x - l)^4 - a^4 - 4C\,(x - l + a)\right\} \qquad 6.$$

Die Verkürzung des Abstandes der Endpuncte ist $=$

$2\int_o^l \left\{\sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} - 1\right\} dx$; oder in hinreichender Annäherung $=$

$\int_o^l \left(\frac{dy}{dx}\right)^2 dx$, wo für $\frac{dy}{dx}$ von $x = 0$ bis $x = l - a$ der Werth 2., von $x = l - a$ bis $x = l$ der Werth 5. gilt. Hieraus folgt, wenn noch $a = \gamma l$ gesetzt wird, die Verkürzung $=$

$$\frac{1}{360}\left(\frac{\mu}{\nu}\right)^2 l^7 \left\{\frac{136}{7} - 96\gamma + 120\gamma^2 + 40\gamma^4 - 120\gamma^4 + 42\gamma^5 + \gamma^6\right\};$$

sie erlangt ihr Minimum, zufolge der Gleichung $0 = -96 + 240\gamma$

$+ 120\gamma^3 - 480\gamma^4 + 210\gamma^5 + 6\gamma^6$ für $\gamma = 0{,}44062$. Der Stab verkürzt sich also am wenigsten, wenn er um 0,22031 seiner ganzen Länge von den Endpuncten entfernt aufgelegt wird; diese kleinste Verkürzung ist $= \left(\frac{\mu}{\nu}\right)^3 l^3 . 0{,}0000836$; bei Auflegung der Endpuncte, also für $\gamma = 0$, beträgt die Verkürzung: $\left(\frac{\mu}{\nu}\right)^3 l^3 . 0{,}0539683$. Anderweitige Ausführungen sind in der Abhandlung nachzusehen.

---

2. Allgemeine Sätze über Anziehungen nach dem umgekehrten Quadrate der Entfernung.

Die Berechnung der Anziehung, welche eine irgendwie im Raume vertheilte Masse, deren Elemente nach einem Gesetze der Entfernung anziehend wirken, auf einen gegebenen Punct ausübt, lässt sich bekanntlich auf die Bestimmung einer Function der Coordinaten dieses Punctes zurückführen, aus welcher sich, durch Differentiation nach diesen, die Componenten der Anziehung ergeben. Diese Function (von Gauss Potential genannt), ist das Integral des Ausdruckes für das virtuelle Moment der gesammten auf den Punct wirkenden Anziehung. Bezeichnet m ein Element der anziehenden Masse, $m . f(r)$ die von ihm auf den Punct O, in der Entfernung r, ausgeübte Anziehung, ds eine beliebige unendlich kleine Verrückung des angezogenen Punctes von O nach O′, durch welche die anfängliche Entfernung $mO = r$ in $mO' = r + dr$ übergeht, und welche mit der Richtung Om den Winkel $O'Om = \vartheta$ bildet, so ist $m . f(r) . \cos. \vartheta . ds$ das virtuelle Moment der Kraft $mf(r)$ an O. Bezeichnet man noch mit ε den Winkel Om O′, so giebt das gleichnamige Dreieck folgende Gleichungen: $(r + dr) \sin. \varepsilon = ds . \sin. \vartheta$, und $(r + dr) \cos. \varepsilon + ds \cos. \vartheta = r$, welche sich für ein unendlich kleines ds, in $r\varepsilon = ds . \sin. \vartheta$, und $dr = -ds . \cos. \vartheta$ verwandeln; folglich ist $-m . f(r) . dr$ das virtuelle Moment der von m auf O ausgeübten Anziehung. Setzt man $-\int fr . dr = F(r)$, und $V = \Sigma m F(r)$, wo das Summenzeichen sich auf alle Theile der anziehenden Masse erstreckt, so ist V das Potential der anziehenden Masse für den Punct O, und wenn man mit R die Intensität der gesammten Anziehung, mit dp das Element der Richtung von R, also mit Rdp das virtuelle Moment von R, mit X,Y,Z die Componenten von R nach x,y,z bezeichnet, so ist

$$dV = R\,dp = X\,dx + Y\,dy + Z\,dz,$$
$$\text{also } X = \frac{dV}{dx},\ Y = \frac{dV}{dy},\ Z = \frac{dV}{dz}.$$

Denkt man sich die Coordinaten x, y, z durch irgend drei andere veränderliche Grössen p, q, t ausgedrückt, so wird V eine Function von p, q, t. Nimmt man zwei dieser Grössen, q und t, als constant an, so sind x, y, z nur noch durch p veränderlich, und gehören mithin irgend einer Curve im Raume an, deren Bogen s sei. Alsdann ist s eine Function von p; es sei $s = f(p)$, also $ds = f'p\,.\,dp$. Nun ist $\frac{dV}{dp} = \frac{dV}{dx}\,.\,\frac{dx}{dp} + \frac{dV}{dy}\,.\,\frac{dy}{dp} + \frac{dV}{dz}\,.\,\frac{dz}{dp}$; folglich $\frac{dV}{ds} = \frac{dV}{dx}\,.\,\frac{dx}{ds} + \ldots = X\cos.\alpha + \ldots.$, wenn α, β, γ die Neigungen von ds gegen die Axen x, y, z sind; also ist $\frac{dV}{ds}$ die nach der Richtung von ds wirkende Componente der Anziehung.

Für eine dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportionale Anziehung ist das Potential $V = \Sigma\frac{m}{r} = \Sigma\frac{m}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+(c-z)^2}}$, wo a, b, c die Coordinaten von m, und x, y, z die des angezogenen Punctes O sind. Liegt O in endlicher Entfernung von jedem Elemente der anziehenden Masse, so ist klar, dass sowohl V als auch seine Differential-Quotienten nach x, y, z endliche bestimmte Werthe erhalten. Man findet $\frac{dV}{dx} = \Sigma\frac{(a-x)m}{r^3}$, $\frac{d^2V}{dx^2} = \Sigma\left\{\frac{3(a-x)^2}{r^5} - \frac{1}{r^3}\right\}$ m, und ähnliche Ausdrücke für $\frac{dV}{dy}$ u. s. f., woraus sich ergiebt: $\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0$. Ist also ein beliebiger Raum mit anziehender Masse erfüllt, so gilt vorstehende Gleichung für das Potential jedes ausserhalb dieses Raumes liegenden Punctes. Sucht man dagegen das Potential für einen der anziehenden Masse selbst angehörigen Punct, so erhält r unter andern auch unendlich kleine Werthe, und man sieht nicht sogleich, ob auch alsdann dem Potentional und seinen obigen Ableitungen noch bestimmte Werthe zukommen. Durch Einführung von Polar-Coordinaten mittels der Gleichungen $a = x + r\,\text{sin.}\,\psi$, $b = y + r\cos.\psi\,\text{sin.}\,\varphi$, $c = z + r\cos.\psi\cos.\varphi$ ergiebt sich jedoch als Ausdruck eines unendlich kleinen Massen-Elementes, wenn k die Dichtigkeit bezeichnet, $m = kr^2\,dr.\cos.\psi d\varphi d\psi$; mithin

$V = \iiint k r dr . \cos.\psi d\varphi d\psi; \frac{dV}{dx} = \int \frac{(a-x)m}{r^3} = \iiint k \sin\psi \cos\psi dr d\varphi d\psi,$

woraus die Endlichkeit und Stetigkeit der Werthe von V und $\frac{dV}{dx}$ hervorgeht, in so fern die Dichtigkeit k überall als endlich vorausgesetzt wird. Die zweiten Ableitungen $\frac{d^2V}{dx^2}$, $\frac{d^2V}{dy^2}$, $\frac{d^2V}{dz^2}$ bleiben ebenfalls überall noch endlich, ändern sich aber bei dem Uebergange aus dem äusseren in den inneren Raum nicht mehr stetig, und die obige Gleichung zwischen ihnen, welche für einen äusseren Punkt gilt, geht für einen inneren Punkt O in folgende über:

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = -4\pi k,$$

wo k die Dichtigkeit in O ist, und vorausgesetzt wird, dass diese sich von O aus nach allen Seiten nach der Stetigkeit ändert. Man kann übrigens diese Gleichung als die allgemein gültige ansehen, in so fern für einen äusseren Punkt $k = 0$ ist. Den strengen Beweis dieser Sätze muss man in folgender Abhandlung nachsehen: Untersuchungen über die im verkehrten Verhältnisse des Quadrates der Entfernung wirkenden Anziehungs- und Abstossungskräfte von C. F. Gauss; Leipzig, in der Weidmann'schen Buchhandlung, 1840. Auf eine minder strenge Weise ist man sonst zu diesem Resultate durch Betrachtung einer gleichmässig erfüllten Kugel gelangt. Es sei C ihr Mittelpunct, ϱ dessen Entfernung vom angezogenen Puncte O, r die Entfernung eines Elementes m der Kugel von C; ferner sei $\angle\, mCO = \psi$, mithin die Entfernung $mO = \sqrt{\varrho^2 - 2r\varrho\cos\psi + r^2}$; endlich sei φ die Neigung der Ebene mCO gegen eine feste durch CO gelegte Ebene; so ist $m = k \sin.\psi d\varphi d\psi . r^2 dr$ das Masseuelement der Kugel, und weil die Dichte k constant ist, das Potential:

$$V = k \iiint \frac{\sin\psi d\varphi d\psi . r^2 dr}{\sqrt{\varrho^2 - 2r\varrho\cos\psi + r^2}}.$$

Integrirt man von $\varphi = o$ bis $\varphi = 2\pi$ und von $\psi = 0$ bis $\psi = \pi$, so kommt $V = \frac{2\pi k}{\varrho} \int r dr \,(r + \varrho - \sqrt{(r-\varrho)^2})$, wo die Integration noch von $r = 0$ bis $r = R =$ Halbmesser der Kugel auszudehnen und für die Quadratwurzel aus $(r-\varrho)^2$ jedesmal ihr positiver Werth zu setzen ist. Hiernach erhält man für einen ausserhalb der Kugel befindlichen Punct, also wenn $\varrho > R$, $V = \frac{4}{3}\frac{\pi k R^3}{\varrho}$; ist

sber $\varrho < R$, so ergieht sich der Werth von $V = 2\pi k\,(R^2 - \frac{1}{3}\varrho^2)$. Da $\varrho^2 = x^2 + y^2 + z^2$, so folgt weiter, wenn hier blos der zweite für den inneren Pnnkt geltende Werth von V in Betracht gezogen wird, $\frac{dV}{dx} = -\frac{4}{3}\pi k x$, $\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{4}{3}\pi k$, $\frac{dV}{dy} = -\frac{4}{3}\pi k y$, n. s. f., mithin $\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = -4\pi k$ für einen in der Kugel von der Dichte k befindlichen Pnnkt. Stellt nnn V das Potential eines beliehig begrenzten und von anziehender Masse erfüllten Raumes für einen innerhalb liegenden Punkt O vor, von welchem ans die Dichte der Masse sich nach der Stetigkeit ändert, so beschreihe man nm O als Mittelpnnct eine Kugel von sehr kleinem Halhmesser, nenne V′ das Potential ihrer Masse, nnd V″ das Potential der übrigen Masse für den Pnnct O, so ist $V = V' + V''$. Da für die zu V″ gehörige Masse O ein äusserer Punct ist, so hat man $\frac{d^2V''}{dx^2} + \ldots = 0$; gestattet mans ich ferner, die stetig veränderliche Dichtigkeit der um O beschriebenen Kngel, wegen der Kleinheit ihres Dnrchmessers, als constant zu hetrachten, nnd demnach die vorstehenden Resultate daranf anzuwenden, so kommt $\frac{d^2V'}{dx^2} + \ldots = -4\pi k$, folglich $\frac{d^2V}{dx^2} + \ldots = -4\pi k$, wo k die Dichtigkeit in dem angezogenen Puncte O vorstellt.

In der genannten Abhandlnng von Gauss dient die Untersuchung dieser Gegenstände nur als Vorbereitnng zu weiter gehenden Untersuchnngen üher das Potential, von welchen ein Haupt-Resultat dieses ist, dass anstatt einer gegebenen Massenvertheilung im Innern eines überall begrenzten Raumes sich immer eine bloss auf die Oberfläche beschränkte Massenvertheilung setzen lässt, welche für alle Puncte der Oherfläche und des äusseren Ranmes dasselbe Potential liefert, wie die nrsprüngliche im Innern gegehene Masse. Ich will versuchen, das zum Beweie dieses Satzes Erforderliche aus der Abhandlung zusammen zu stellen, auf welche im Uebrigen verwiesen werden muss.

Diese Untersuchnng geht, wie man aus Vorstehendem sieht, von der Annahme aus, dass eine Masse M auch blos an der Oberfläche eines Ranmes vertheilt sein kann. Es stelle kds ein Element dieser Masse vor, welches über das Flächenelement ds verbreitet ist; k heisse die Dichtigkeit. Das Potential dieser auf der

Fläche vertheilten Masse für irgend einen Punkt O ist $\int\frac{k\,ds}{r}$, wo $r = \sqrt{(a-x)^2 + (b-y)^2 + (c-z)^2}$, und x, y, z die Coordinaten von O, a, b, c die von ds sind. Führt man Polar-Coordinaten ein, nämlich $a = x + r\cos.\varphi\cos.\psi$, $b = y + r\cos.\psi\sin.\varphi$, $c = z + r\sin\psi$, so wird $\frac{ds}{r} = d\varphi d\psi\sqrt{r^2\cos\psi^2 + \left(\frac{dr}{d\psi}\right)^2\cos\psi^2 + \left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2}$, woraus man sieht, dass das Potential einer Fläche für einen Punct O auch dann einen bestimmten endlichen Werth hat, wenn O in der Fläche liegt, indem es von dem Divisor r befreit ist; und dass es sich nach der Stetigkeit ändert, wenn die Lage von O stetig geändert wird.

Setzt man $V = \int\frac{k\,ds}{r}$, so ist im Allgemeinen $\frac{dV}{dx} = \int\frac{k\,(a-x)\,ds}{r^3}$. Dieses Integral erhält jedoch eine unbestimmte Form, und ist zur Darstellung des Werthes von $\frac{dV}{dx}$ nicht unmittelbar tauglich, wenn der Punct O in der Oberfläche liegt. Ist diese eine Kugelfläche vom Halbmesser R, und die Dichte k der über sie vertheilten Masse constant; so findet man zunächst $V = 4\pi k R$ für einen inneren Punkt O, hingegen $V = \frac{4\pi k R^2}{\varrho}$ für einen äusseren Punkt, wobei $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ den Abstand des Mittelpunctes von O bezeichnet. (Der Beweis folgt nachher unter 2.) Hieraus ergiebt sich $\frac{dV}{dx} = 0$ für den innern Punct, dagegen $\frac{dV}{dx} = -\frac{4\pi k R^2 x}{\varrho^3}$ für den äusseren Punkt. Auf der Kugelfläche selbst werden beide Werthe zugleich gelten, je nach dem Zeichen von dx; gleich werden sie nur dann, wenn $x = 0$, $\sqrt{y^2 + z^2} = \pm R$, also wenn das Linear-Element dx auf der Oberfläche selbst liegt.

Allgemein erhalten die Ausdrücke $\frac{dV}{dx}$, $\frac{dV}{dy}$, $\frac{dV}{dz}$, oder die nach den Axen x, y, z wirkenden Componenten der Anziehung, an der Oberfläche zwei verschiedene Werthe, je nachdem dx, dy, dz als positiv oder als negativ betrachtet werden; wenn jedoch das Element dx auf der Fläche liegt, so fallen beide Werthe von $\frac{dV}{dx}$ zusammen. Die nähere Untersuchung dieses Gegenstandes glaube ich hier übergehen und auf die §. 13 — 18 der Abhandlung verweisen zu dürfen. Im Folgenden kommen Ableitungen von Potentialen

nur unter Umständen vor, in welchen ihre Werthe sich ohne Zweideutigkeit ergeben.

1. Ein mehrfach zur Anwendung kommender Satz ist folgender: Es sei V das Potential von Massen M′, M″, M‴, . . die sich in den gleichnamigen Puncten befinden, und v das von Massen m′, m″, m‴, . . . die ebenfalls in den gleichnamigen Puncten sind; es seien V′, V″, V‴, . . . die Werthe von V in m′, m″, m‴, . . . und v′, v″, v‴, . . . die Werthe v in M′, M″, M‴, . . . so hat man

$$M'v' + M''v'' + M'''v''' + \ldots = m'V' + m''V'' + m'''V''' + \ldots.$$

oder $\Sigma Mv = \Sigma mV$; denn beide Summen sind $= \Sigma\frac{Mm}{r}$, wo M irgend eine der Massen M′ M″ . . ., m eine der m′ m″ . . . ist, r die Entfernung zwischen M und m bezeichnet, und das Σ sich auf alle mögliche Combinationen dieser Art bezieht.

2. Das Potential einer Kugelfläche vom Halbmesser R, auf welcher eine Masse mit constanter Dichtigkeit k vertheilt ist, für einen Punct O, dessen Entfernung vom Mittelpuncte gleich ϱ sei, findet sich aus dem oben für eine volle Kugel angegebenen Werth sofort, wenn man die letzte Integration nach r weglässt und r = R setzt. Man erhält $V = k\int\frac{ds}{r} = \frac{2\pi kR}{\varrho}\left(R + \varrho - \sqrt{(R-\varrho)^2}\right)$, wo für die Quadratwurzel stets ihr positiver Werth gilt; also $V = 4\pi kR$ für einen innern Punct, hingegen $V = \frac{4\pi kR^2}{\varrho}$ für einen äusseren Punct; für die Oberfläche sind beide Werthe gleich. Eine Anwendung dieser beiden Sätze ist folgender

3. Lehrsatz. Es sei V das Potential von Massen, die sich theils im Innern, theils ausserhalb einer Kugelfläche befinden, für irgend ein Element dieser Fläche ds, so ist das Integral von Vds, über die ganze Kugelfläche ausgedehnt, nämlich

$$\int Vds = 4\pi\,(RM^\circ + R^2V^\circ)$$

wenn M° die im Innern der Kugelfläche befindliche Masse, V° das Potential der ausserhalb liegenden Masse für den Mittelpunct der Kugel bedeutet. Massen in der Oberfläche können beliebig zu den innern oder äussern gerechnet werden.

Beweis. Da $V = \int\frac{dm}{r}$, wenn dm ein Element der vorgelegten Masse, r seine Entfernung von ds ist, und die Integration über die ganze Masse ausgedehnt wird, so ist $\int Vds = \int ds\int\frac{dm}{r} = \int dm\int\frac{ds}{r}$

nach dem Vorigen. Nun ist $\int\frac{ds}{r} = 4\pi R$ für ein im Innern der Kugelfläche liegendes Massenelement dm, hingegen $= \frac{4\pi R^2}{\varrho}$ für ein äusseres Element, also $\int V ds = 4\pi R M^0 + 4\pi R^2 \int\frac{dm}{\varrho}$, wo ϱ den Abstand des äussern Elementes dm vom Mittelpuncte, mithin $\int\frac{dm}{\varrho} = V^0$ des Potential aller äusseren Massen für den Mittelpunct ist; w. z. b. w.

4. Es sei P die Kraft, welche ein Massenpunct m auf das Element ds einer den zusammenhängenden endlichen Raum T begrenzenden Fläche in der Richtung der Normale ausübt, so hat man, wenn u die Neigung der nach innen gehenden Normale in ds gegen die von ds nach m gehende Gerade bezeichnet, $P = \frac{m\cos u}{r^2}$. Beschreibt man um den Mittelpunct m eine Kugel vom Halbmesser $= 1$, nennt $d\Pi$ ein Flächenelement auf derselben, und sind ds', ds'', ... die Flächenelemente, welche die von der Spitze m ausgehende Pyramide, deren Grundfläche $d\Pi$, auf der Oberfläche von T abschneidet, so hat man, wenn der Punct m ausser dem Raume T liegt, so dass die Pyramide bei ds' in diesen eintritt, bei ds'' austritt, bei ds''' wieder ein- und bei ds^{IV} wieder austritt, u. s. f.

$$d\Pi = -\frac{ds'\cdot\cos u'}{r'r'} = +\frac{ds''\cdot\cos u''}{r''r''} = -\frac{ds'''\cdot\cos u'''}{r'''r'''} = \ldots.$$

weil der Winkel u beim Eintreten stumpf, beim Austreten spitz ist und $d\Pi$ positiv genommen wird. Da nun die Anzahl der Orte des Ein- und Austretens der von m ausgehenden Pyramide für einen äussern Punct gerade ist, so ist hiernach die Summe $P'ds' + P''ds'' + P'''ds''' \ldots$ auf alle diese Elemente erstrekt, Null, weil $P' = +\frac{m\cdot\cos u'}{r'r'}$, $P'' = +\frac{m\cdot\cos u''}{r''r''}$ u. s. f.; folglich ist das Integral $\int P da = 0$, wenn m ausserhalb des Raumes T liegt, und die Integration die ganze Oberfläche von T umfasst. Folglich ist auch $\int P ds = 0$, wenn P die normale Kraft ist, welche aus einer beliebig im äussern Raume vertheilten Masse entspringt.

Liegt der Punct m im Raume T, so hat man, wenn die von m ausgehende Pyramide von der Grundfläche $d\Pi$ in ds' austritt, in ds'' wieder ein- und in ds''' wieder austritt, u. s. f.,

$$d\Pi = +\frac{ds'\cdot\cos u'}{r'r'} = -\frac{ds''\cdot\cos u''}{r''r''} = +\frac{ds'''\cdot\cos u'''}{r'''r'''} = \ldots.$$

und mithin für alle diese Elemente, deren Anzahl ungerade ist, $P'ds' + P''ds'' + P'''ds''' \ldots = m d\Pi$; folglich $\int P ds = 4\pi m$, wenn die Integration die ganze Oberfläche von T umfasst. Dieser Werth gilt auch, wenn die Masse m im Innern nicht in einem Punct vereinigt, sondern beliebig darin vertheilt ist.

Liegt m gerade in der Oberfläche von T, so erhält man ebenfalls $\int P ds = \int m d\Pi$, wo aber die Integration nur über die halbe Kugelfläche zu erstrecken ist, wenn nämlich die Oberfläche von T in dem Orte von m eine stetige Krümmung hat; alsdann ist $\int P ds = 2m\pi$, welches auch gilt, wenn die Masse m in der Oberfläche verbreitet ist.

5. Bezeichnet T einen endlichen Raum, der ganz ausserhalb eines mit Masse erfüllten Raumes liegt; V das Potential dieser Masse, ds ein Element der Oberfläche von T, p einen unbestimmten Theil der auf ds nach innen errichteten Normale, so ist $\frac{dV}{dp}$ für $p = 0$ die normale Componente der Anziehung in ds, oder einerlei mit dem vorigen P. Bezeichnet man noch mit q die Intensität der Anziehung jener Masse, in dem Orte irgend eines Elementes dT des endlichen Raumes T, so ist

$$\int V \frac{dV}{dp} ds = -\int q^2 \, dT$$

wo die erste Integration die ganze Oberfläche des Raumes T, die zweite den ganzen Raum T umfasst.

Beweis. Es seien x, y, z die Coordinaten von dT, also das Element $dT = dx\,dy\,dz$, so hat man

$$q^2 = \left(\frac{dV}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dV}{dy}\right)^2 + \left(\frac{dV}{dz}\right)^2. \text{ Ferner ist}$$

$$d\left(V \frac{dV}{dx}\right) = \left(\frac{dV}{dx}\right)^2 + V \frac{d^2V}{dx^2}, \text{ folglich}$$

$$\int \left\{\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 + V \frac{d^2V}{dx^2}\right\} dx = -V' \frac{dV'}{dx'} + V'' \frac{dV''}{dx''} - V''' \frac{dV'''}{dx'''} + \ldots$$

wenn die Integration nach x über alle Elemente des Raumes T ausgedehnt wird, welche zugleich dem über der Grundfläche dydz senkrecht errichteten Prisma angehören, und wenn x', x'', x''', ... die Werthe von x sind, für welche dieses Prisma zuerst in den Raum T eintritt, dann wieder austritt, u. s. f. Bezeichnet man mit ξ', ξ'', .. die Neigungen der innern Normalen der Oberfläche von T an diesen Stellen, gegen die Axe x, so ist $dy\,dz = \cos.\xi'.\,ds'$

$= -\cos.\xi''\,ds''$ u. s. f.; daher ist $\iiint\left\{\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 + V\frac{d^2V}{dx^2}\right\} dx\,dy\,dz$ $= -\iint V\frac{dV}{dx}\cos.\xi\,ds$, oder weil $\cos.\xi = \frac{dx}{dp}$, $\iiint\left\{\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 + V\frac{d^2V}{dx^2}\right\} dT = -\iint V\frac{dV}{dx}\frac{dx}{dp}\,ds$, wo die dreifache Integration den Raum T, die zweifache seine Oberfläche umfasst. Da ähnliche Gleichungen für y und für z gelten, und da $\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0$ für jeden Punct des Raumes T, so erhält man durch Addition dieser drei Gleichungen:

$$\int q^2\,dT = -\int V\left(\frac{dV}{dx}\cdot\frac{dx}{dp} + \frac{dV}{dy}\cdot\frac{dy}{dp} + \frac{dV}{dz}\cdot\frac{dz}{dp}\right) ds$$

$$= -\int V\frac{dV}{dp}\,ds, \text{ w. z. b. w.}$$

Hieraus folgt:

Lehrsatz. Ist das Potential einer Masse, welche sich ganz ausserhalb eines geschlossenen endlichen Raumes T befindet, für alle Puncte der Oberfläche dieses Raumes constant $= A$, so ist es auch im Innern desselben constant und $= A$.

Da nämlich V für die Oberfläche constant ist, so ist $\int V\frac{dV}{dp}ds$ $= V\int\frac{dV}{dp}ds = 0$ nach 4., weil $\frac{dV}{dp} =$ den dortigen P; folglich $\int q^2\,dT = 0$; also ist $q^2 = 0$, also $\frac{dV}{dx} = 0$, $\frac{dV}{dy} = 0$, $\frac{dV}{dz} = 0$, überall im Raum T; und da sich V stetig ändert, so muss es in diesem Raum überall den Werth haben, den es an der Oberfläche hat.

6. Diese Resultate erleiden keine Aenderung, wenn einige der vorkommenden Massen anziehend, andere dagegen abstossend wirksam gedacht werden; man würde nur solche Massen durch entgegengesetzte Zeichen in der Rechnung zu unterscheiden haben. Die Vertheilung einer Masse in einem Raume, oder auf einer Fläche, heisst gleichartig, wenn alle Elemente derselben gleiche Zeichen haben, ungleichartig, wenn einige Elemente den übrigen entgegengesetzt sind. Die gesammte vertheilte Masse ist in jedem Falle gleich der algebraischen Summe aller Massenelemente, und kann also auch $= 0$ sein.

7. Eine Masse $M = \int mds$ sei über eine Fläche gleichartig vertheilt; es sei $V = \int\frac{mds}{r}$ ihr Potential für irgend einen in der

Fläche befindlichen Punct. Die Masse M kann man sich der Kürze wegen positiv denken; mithin sind es auch ihre Elemente mds. Bezeichnet man die grösste Entfernung zweier Puncte auf der Fläche von einander mit R, so ist offenbar $V > \frac{M}{R}$; folglich ist auch, wenn U irgend eine Grösse ist, die für jeden Punct der Fläche einen bestimmten endlichen und sich nach der Stetigkeit ändernden Werth hat, und wenn $-U$ in jedem Puncte der Fläche grösser als die Constante $-U'$, $V - 2U > \frac{M}{R} - 2U'$; daher ferner, wenn man auf beiden Seiten mit mds multiplicirt und über die Fläche integrirt, $\int(V - 2U)\,mds > \left(\frac{M}{R} - 2U'\right)M$; folglich hat das Integral $\Omega = \int(V-2U)\,mds$ nothwendig, für eine gewisse gleichartige Vertheilung von M, einen kleinsten Werth.

Um diese gleichartige Vertheilung zu finden, für welche Ω ein Minimum wird, denke man sich im Elemente ds die Masse mds vertauscht mit $(m+\mu)\,ds$, so dass μds eine kleine Aenderung der Masse mds vorstellt, die positiv oder negativ sein kann; jedoch muss $m+\mu$ überall positiv sein, weil die Vertheilung gleichartig bleiben soll. Man erhält $\delta\Omega = \int\delta V \,.\, mds + \int(V-2U)\,\mu ds$; und weil $\delta V = \int\frac{\mu ds}{r}$ ist, folglich $\int\delta V.\,mds = \int\mu ds \int\frac{mds}{r} = \int V\mu ds$ (nach 1.), so ist $\delta\Omega = 2\int(V-U)\,\mu ds$. Zugleich ist die Summe aller Aenderungen der Massen, nämlich $\int\mu ds = 0$, weil die Gesammtmasse $= M$ bleiben soll.

Damit $\delta\Omega$ nicht negativ werde, muss in dem belegten Theile der Fläche $V - U = W$ constant sein. Denn wäre W daselbst theilweise grösser, theilweise kleiner als A, so setze man μ negativ in einem Theile, wo $W > A$, und positiv in einem Theile wo $W < A$ und $\mu =$ Null in allen übrigen; alsdann wird offenbar $\delta\Omega = \int(W - A)\,\mu ds$ negativ; was nicht Statt finden kann, wenn Ω seinen kleinsten Werth hat. Wenn also die ganze Fläche belegt ist, so ist auch W in derselben überall $= A$. Sollte aber bei dem Minimum von Ω ein Flächentheil unbelegt bleiben, so kann in diesem nicht $W < A$ sein. Denn wäre an irgend einer unbelegten Stelle $W < A$, so belege man dieselbe mit positiven Massen μds, aus dem belegten Theile weggenommen; alsdann ist $\delta\Omega = \int(W-A)\,\mu ds$ offenbar negativ; denn für den zuerst belegten Theil war $W = A$,

und für den nachher belegten $W < A$, und μ positiv, für den unbelegten Theil aber, wo $W > A$ war, ist $\mu = 0$, weil er nicht belegt worden ist. Also wird alsdann $\delta\Omega$ negativ; was nicht zulässig ist.

Wenn daher bei gleichartiger Vertheilung von M das Minimum von Ω stattfindet, so ist in dem belegten Theile der Fläche die Differenz $V - U$ constant $= A$. in dem unbelegten Theile aber, wenn ein solcher vorhanden, $V - U = A$ oder $> A$.

8. Das Potential V von Massen, die sämmtlich ausserhalb eines zusammenhängenden Raumes liegen, kann nicht in einem Theile dieses Raumes einen constanten Werth und in einem anderen Theile desselben einen verschiedenen Werth haben.

Denn es sei in dem masseleeren Raume A das Potential V überall $= a$, und in einem anderen an A grenzenden ebenfalls leeren Raume B sei überall $V > a$; so beschreibe man eine Kugel, wovon ein Theil in B, der übrige Theil aber nebst dem Mittelpuncte in A enthalten ist, welche Construction allemal möglich sein wird. Ist R der Halbmesser der Kugel, und ds ein Element ihrer Oberfläche, so ist $\int V ds = 4\pi R^2 a$ (nach 3., da alle Massen ausser der Kugel liegen, also $M^0 = 0$, und $V^0 = a$); folglich da $\int ds = 4\pi R^2$, so ist $\int (V - a)\, ds = 0$. Dies kann aber nicht sein, da in A, $V = a$, und in B, $V > a$ ist.

Eben so wenig kann das Potential in einem an A grenzenden Raume $< a$ sein. Offenbar aber müsste wenigstens einer dieser beiden Fälle Statt finden, wenn der Lehrsatz falsch wäre.

9. Lehrsatz. Wenn von Massen, welche sich blos in dem endlichen Raume T oder auch ganz oder theilweise auf dessen Oberfläche S stetig vertheilt befinden, d. h. so dass jedes Flächenelement nur mit einer unendlich kleinen Masse belegt ist, das Potential V in allen Puncten von S einen constanten Werth A hat; so wird das Potential in jedem Puncte O′ des unendlichen äusseren Raumes T′, wenn $A = 0$ ist, gleichfalls $= 0$ sein; wenn aber A nicht Null ist, so liegt das Potential in jedem Puncte von T′ zwischen 0 und A.

Beweis. Man kann sich der Kürze wegen das Potential A positiv denken. Gesetzt nun in einem Puncte O′ von T′ wäre $V = B$ und $B > A$; so sei C eine Grösse zwischen A und B. Da V sich überall stetig ändert, so muss, wenn man von O′ aus in

einer beliebigen Richtung gerade fortgeht, sich in dieser nothwendig ein Punct finden, wo $V = C$ wird; denn trifft die gezogene gerade Linie die Fläche des Raumes T, für welche $V = A$, in einem Puncte Q, so muss auf der geraden OQ irgendwo zwischen O und Q, $V = C$ werden, weil V von B nach A stetig sich ändert; trifft jene gerade Linie die Fläche nicht, so muss V für sehr entfernte Puncte derselben sich der Null nähern, also vorher ebenfalls $= C$ werden. Folglich kann man um O' eine in sich geschlossene Fläche legen, welche ganz ausserhalb der wirkenden Massen liegt, und auf welcher das Potential überall $= C$ ist. Folglich ist nach dem in 5. aufgestellten Lehrsatz, das Potential auch im Innern dieser Fläche constant, und kann also im Puncte O' nicht $= B$ oder grösser als C sein, wie vorausgesetzt wurde. Also kann das Potential in O' nicht grösser als A sein. — Dass ferner das Potential in O' nicht negativ sein kann, ergiebt sich ebenso, wenn man unter C eine negative, nämlich zwischen Null und dem angenommenen negativen Werthe B des Potentials in O' liegende Grösse versteht. Denn das Potential muss von B aus in jeder Richtung sich entweder A oder 0 nähern, folglich in jeder Richtung vorher den Werth C erreichen, welcher zwischen B und o und auch zwischen B und A liegt, da A positiv ist. Hieraus folgt das Uebrige, wie vorhin.

Insbesondere folgt, dass V, wenn sein Werth A in der Oberfläche S überall $= 0$ ist, auch im äussern Raume T' überall Null ist.

Ist aber A nicht Null, so kann V im äussern Raume nicht $= A$ und auch in keiner endlichen Entfernung von den wirkenden Massen $= 0$ sein. Denn es sei V in $O' = B$, so folgt wenn um O' eine Kugel beschrieben wird, deren Halbmesser R kleiner ist, als die kleinste Entfernung des Punctes O' von S, für die Oberfläche derselben $\int V ds = 4 \pi R^2 B$, (nach 3.), also: $\int (V - B)\, ds = 0$. Wenn nun $B = 0$, so folgt $\int V ds = 0$, mithin, da V nirgend negativ ist, muss es überall auf der Kugel $= o$ sein; wäre $B = A$, so folgt, weil V überall nicht $> A$, dass V überall auf der Kugel $= A$ sein müsste. Folglich wäre V auch im Innern der Kugel überall $= 0$ oder $= A$, nach dem Lehrsatz in 5. Nach 8. müsste dann V im ganzen äusseren Raume $= 0$ oder $= A$ sein. Es kann aber in sehr entfernten Puncten nicht A sein, weil es sich dort der Null nähert, und A von Null verschieden ist. Es kann in der Nähe

der Oberfläche nicht = 0 sein, weil es in der Oberfläche = A ist und sich stetig ändert.

Also ist überall im äusseren Raume das Potential = 0, wenn es in der Oberfläche Null ist, liegt hingegen zwischen 0 und A, wenn es in der Oberfläche = A ist.

10. Im Artikel 7. setze man U = 0, so ist für das Minimum von $\int$Vmds, welches durch gleichartige Vertheilung der Masse M auf der Fläche sich bewirken lässt, nach dem Lehrsatze dieses Artikels, V in dem belegten Theile constant = A; in dem unbelegten Theile der Fläche, wenn es einen solchen gäbe, müsste V = A oder > A sein. Nach 9. muss aber V in dem unbelegten Theile < A sein. Denn unter dem Raume T in 9. kann man den belegten Theil der Fläche verstehen, und ihren unbelegten Theil zum äusseren Raume T' rechnen; da nun das Potential in der Fläche von T überall = A ist, so liegt es in jedem Puncte des äusseren Raumes zwischen 0 und A.

Die Annahme, dass ein Theil der Fläche unbelegt bleibe, wenn $\int$Vmds ein Minimum ist, führt also auf einen Widerspruch, wofern man nicht noch annimmt, dass der constante Werth A von V in dem belegten Theile der Fläche gerade Null sei. Alsdann aber wäre, nach dem vorigen Artikel, der Werth von V überall = 0; folglich auch, wenn dt ein beliebig auf der Fläche oder im Raume gedachtes Linear-Element bezeichnet, ist $\frac{dV}{dt} = 0$; also verschwindet jede Anziehung (oder Abstossung) der auf der Fläche vertheilten Masse M auf jeden Punct in der Fläche oder ausser ihr. Da die Vertheilung der Masse gleichartig ist, so ist einleuchtend, dass dieser Fall nicht stattfinden kann, ausgenommen wenn die Gesammtmasse M = 0, folglich auch die Dichtigkeit m in jedem Flächenelemente Null und mithin die ganze Fläche unbelegt wäre.

Also: Wenn eine Masse M auf der Fläche gleichartig so vertheilt ist, dass auf jedes Flächenelement ds das Massenelement mds kommt, und dass $\int$Vmds ein Minimum wird, so bleibt kein Flächenstück unbelegt, und das Potential $V = \int \frac{mds}{r}$ hat auf der ganzen Fläche überall denselben Werth.

Zusatz. Diese Vertheilung ist nur auf eine Art möglich; denn denkt man sich eine zweite dasselbe leistende Vertheilung, in welcher die Dichtigkeit $m' = m + \mu$ an die Stelle von m tritt,

so wäre das Potential V′ ebenfalls constant, wie V, und $\int Vmds = \int V'm'ds$, also $V\int mds = V'\int m'ds$; zugleich aber wäre die Gesammtmasse in beiden Fällen gleich, nämlich $\int mds = \int m'ds$; folglich $V = V'$. Da nun $V - V'$ das Potential der Masse $\int \mu ds = 0$ ausdrückt, so wäre dieses Potential auf der Fläche und im ganzen Raume Null; folglich wäre auch die Wirkung der auf der Fläche vertheilten Masse $\int \mu ds$, welche Masse $= 0$ ist, überall Null. Dies ist nicht möglich, wenn nicht die Dichtigkeit μ in jedem Puncte der Fläche Null ist. Dieser letzte Schluss ist, da hier von einer ungleichartigen Vertheilung der Gesammtmasse Null die Rede ist, allerdings nicht so unmittelbar einleuchtend, wie vorhin bei gleichartiger Vertheilung; die strenge Begründung desselben ist aus §. 18. der Abhandlung zu entnehmen.

11. Diese Sätze liefern die Mittel um zu beweisen, dass es immer, wenn nicht eine gleichartige, doch eine ungleichartige Vertheilung einer gegebenen Masse M auf der Fläche giebt, für welche die Differenz $W = V - U$ einen constanten Werth erhält, wenn V das Potential von M in irgend einem Puncte der Fläche bedeutet, und U eine für jeden Punct der Fläche beliebig gegebene, jedoch stetig veränderliche Grösse ist, wie in 7.

Denkt man sich zunächst $U = 0$, so giebt es nach 10. eine gleichartige Vertheilung, für welche V überall in der Fläche einen constanten Werth A erhält, der nur dann Null sein könnte, wenn $M = 0$ wäre, was nicht angenommen wird. Es sei die dieser Vertheilung entsprechende Dichtigkeit $m = m^0$, so dass $m^0 ds$ die auf das Flächenelement ds gelegte Masse anzeigt und $\int m^0 ds = M$ ist. Das Potential auf der Fläche für diese Vertheilung sei V^0; sein Werth ist constant; ferner ist kein Theil der Fläche unbelegt.

Man denke sich eine zweite gleichartige Vertheilung der Masse M, in welcher $m = m'$, $V = V'$ sei, und welche dem Minimum des Ausdruckes $\int (V - 2\varepsilon U) mds$ entspreche, wo ε einen beliebigen constanten Coefficienten bezeichnet.

Ferner denke man sich eine dritte Vertheilung, für welche $m = \mu$, $V = v$ sei; die Dichtigkeit μ in dem Elemente ds sei bestimmt durch die Gleichung: $\mu = \frac{m' - m^0}{\varepsilon}$; daher $v = \frac{V' - V^0}{\varepsilon}$. Da $\int m'ds = \int m^0 ds = M$, so ist $\int \mu ds = 0$; diese Vertheilung ist also eine ungleichartige der Gesammtmasse Null.

Nach 7. ist $V' - \varepsilon U$ in dem bei der zweiten Vertheilung belegten Flächenstück constant; also ist in diesem Flächenstück auch der Werth $V' - \varepsilon U - V^0$ constant, da V^0 überall auf der Fläche gleichen Werth hat; also ist auch $\frac{V' - V^0}{\varepsilon} - U = v - U$ in dem bei der zweiten Vertheilung belegten Flächenstück constant.

Denkt man sich nun den constanten, d. h. für alle Puncte der Fläche gleichen Coefficienten ε' unendlich klein, so kann bei der zweiten Vertheilung kein endliches Stück der Fläche unbelegt bleiben. Denn wäre dieses, so müsste $\int V' m' ds$ sich von $\int V^0 m^0 ds$ um einen endlichen Werth c unterscheiden, da $\int V^0 m^0 ds$ das Minimum von $\int V m ds$ ist, welches Minimum kein unbelegtes Flächenstück zulässt (nach 10.); demnach wäre der Unterschied der Integrale $\int (V' - 2\varepsilon U) m' ds - \int (V^0 - 2\varepsilon U) m^0 ds = e - 2\varepsilon \int U(m - m') ds$ für ein unendlich kleines ε positiv, weil $e = \int V' m' ds - \int V^0 m^0 ds$ positiv und endlich ist; allein dieser Unterschied muss negativ sein, da $\int (V' - 2\varepsilon U) m' da$ den kleinsten Werth von $\int (V - 2\varepsilon U) m ds$ darstellt.

Nimmt man daher in der dritten Vertheilung für μ den Grenzwerth von $\frac{m' - m}{\varepsilon}$, bei unendlicher Abnahme von ε, so erhält $v - U$ in der ganzen Fläche einen constanten Werth.

Die Vertheilung der Masse M, welche geschehen muss, wenn $V - U$ auf der Fläche constant bleiben soll, wird daher durch $m = m^0 + \mu$ angegeben, wo μ den obigen Grenzwerth vorstellt. Denn da $\int \mu ds = 0$, so ist $\int m ds = \int m^0 ds = M$, also die gesammte Masse $= M$; ihr Potential ist $V = V^0 + v$. Da V^0 und $v - U$ constant sind, so wird demnach $V - U = V^0 + v - U$ constant, wie verlangt wurde. — Dass auch diese Vertheilung nur auf eine Art möglich ist, folgt wie das Entsprechende in 10.

12. Es stelle jetzt $-U$ das Potential einer im Innern der von der Fläche umschlossenen Raumes enthaltenen Masse $-M$ vor; V wie bisher das Potential der an der Oberfläche so vertheilten Masse M, dass $V - U$ constant ist. Da die Gesammtmasse $M - M = 0$ ist, so folgt, dass der constante Werth $V - U$ ebenfalls $= 0$ sein muss. Denn es sei R der Halbmesser einer den ganzen Raum (T) von M und $-M$ umhüllenden Kugel und ds ein Element desselben, so ist, wenn $V - U$ seinen Werth in ds vorstellt,

$\int(V-U)\,ds = 0$, nach 3., weil die eingeschlossene Masse $= M - M = 0$, und ausserhalb der Kugel keine Masse vorhanden, also auch $V' = 0$ ist. Allein das Potential $V - U$, welches an der Oberfläche des Raumes T constant ist, kann nach 9. ausserhalb dieses Raumes sein Zeichen nicht wechseln; folglich kann auch das über die ganze aussen befindliche Kugelfläche ausgedehnte Integral $\int(V-U)\,ds$ nicht Null sein, wenn nicht $V - U = 0$. Folglich ist im ganzen äusseren Raume $V - U = 0$ (vgl. 8.), mithin auch, da sich das Potential nach der Stetigkeit ändert, an der Oberfläche $V - U = 0$.

Da hiernach das vereinigte Potential $V - U$ der im Innern vertheilten Masse $-M$ und der auf der Fläche vertheilten Masse M auf der Fläche und im äusseren Raume überall denselben Werth hat, nämlich Null; so ist auch, wenn dt ein beliebiges Linear-Element auf der Fläche oder im äusseren Raume bezeichnet, $\frac{d(V-U)}{dt} = 0$; d. h. die Anziehung der Gesammtmasse $M - M$ ist nach jeder Richtung auf der Fläche und im äusseren Raume Null. Folglich hält die Wirkung von M in jedem Puncte auf der Fläche und im äusseren Raume der Wirkung von $-M$ Gleichgewicht; oder die Wirkung einer inneren Masse $-M$ lässt sich durch eine passende Vertheilung derselben Masse $-M$ an der Oberfläche, für diese Fläche und den ganzen äusseren Raum vollständig ersetzen; w. z. b. w.

12. Denkt man sich eine beliebige Massenvertheilung blos auf den äusseren von einer geschlossenen Fläche S begrenzten Raum beschränkt, so kann man ihre Wirkung auf den inneren Raum ebenfalls durch eine blos auf der Oberfläche vertheilte Masse ersetzen. Bezeichnet nämlich U das Potential der äusseren Massen M für einen beliebigen Punct der Fläche S, so lässt sich nach 11. eine willkührlich gegebene Masse M' auf der Fläche, wenn nicht gleichartig, so doch ungleichartig, so vertheilen, dass, wenn V das Potential von M' für die Fläche S bedeutet, die Differenz $V - U$ auf der ganzen Fläche S constant wird. Da der unter 5. aufgestellte Lehrsatz noch richtig bleibt, wenn ein Theil der Massen sich auf der Oberfläche des geschlossenen Raumes T befindet; so ist das Potential der Masse $M' - M$ auch in dem ganzen Raume innerhalb der Fläche S constant, und mithin die Wirkung der Masse M' in jedem Puncte dieses inneren Raumes einerlei mit der Wirkung von M in demselben Puncte.

Die Ausdehnung des Lehrsatzes in 5. rechtfertigt sich durch ähnliche Betrachtungen wie in 9. angewandt sind. Wäre nämlich das Potential der Masse $M' - M$ in einem Puncte O des inneren Raumes verschieden von seinem constanten Werthe A an der Oberfläche S dieses Raumes, so sei B sein Werth in O. Bezeichnet nun C eine Grösse zwischen B und A, so müsste das Potential, da es sich nur stetig ändert, in jeder Richtung von O aus, bevor es den Werth A erlangt, $= C$ werden; also liesse sich um O eine ganz im inneren Raume liegende geschlossene Fläche beschreiben, auf welcher das Potential überall $= C$ wäre. Nach 5. wäre dasselbe mithin auch innerhalb dieser Fläche und mithin in O selbst $= C$, was der Voraussetzung widerspricht. —

Die Verwandlung des Ausdruckes $\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} (= W)$ durch Polarcoordinaten kommt häufig vor und liegt namentlich auch der Untersuchung von Gauss über die allgemeine Theorie des Erdmagnetismus zu Grunde. Man bewirkt sie am leichtesten dadurch, dass man zuerst Polarcoordinaten in der Ebene xy einführt, nämlich $x = \varrho \cos\psi$, $y = \varrho \sin\psi$, und nachher $\varrho = r\cos\varphi$ $z = r \sin\varphi$ setzt. Man erhält:

$$dx = \cos\psi d\varrho - \varrho \sin\psi d\psi,\ dy = \sin\psi d\varrho + \varrho\cos\psi d\psi$$

$$d\varrho = \cos\psi dx + \sin\psi dy,\ \varrho d\psi = \cos\psi dy - \sin\psi dx$$

und weil $\frac{dV}{dx}dx + \frac{dV}{dy}dy = \frac{dV}{d\varrho}d\varrho + \frac{dV}{d\psi}d\psi$ ist,

$$\frac{dV}{d\varrho} = \frac{dV}{dx}\cos\psi + \frac{dV}{dy}\sin\psi,\ \frac{1}{\varrho}\frac{dV}{d\psi} = \frac{dV}{dy}\cos\psi - \frac{dV}{dx}\sin\psi$$

$$\frac{dV}{dx} = \frac{dV}{d\varrho}\cos\psi - \frac{1}{\varrho}\frac{dV}{d\psi}\sin\psi,\ \frac{dV}{dy} = \frac{dV}{d\varrho}\sin\psi + \frac{1}{\varrho}\frac{dV}{d\psi}\cos\psi$$

Mit Hülfe dieser Ausdrücke ergiebt sich:

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{d^2V}{dxd\varrho}\cdot\frac{d\varrho}{dx} + \frac{d^2V}{dxd\psi}\cdot\frac{d\psi}{dx} + \frac{d^2V}{dyd\varrho}\cdot\frac{d\varrho}{dy} + \frac{d^2V}{dyd\psi}\cdot\frac{d\psi}{dy}$$

$$= \frac{d^2V}{dxd\varrho}\cos\psi + \frac{d^2V}{dyd\varrho}\sin\psi + \frac{1}{\varrho}\left\{\frac{d^2V}{dyd\psi}\cos\psi - \frac{d^2V}{dxd\psi}\sin\psi\right\}$$

$$= \frac{d\left(\frac{dV}{dx}\cos\psi + \frac{dV}{dy}\sin\psi\right)}{d\varrho} + \frac{1}{\varrho}\frac{d\left(\frac{dV}{dy}\cos\psi - \frac{dV}{dx}\sin\psi\right)}{d\psi}$$

$$+ \frac{1}{\varrho}\left(\frac{dV}{dx}\cos\psi + \frac{dV}{dy}\sin\psi\right), \text{ also}$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{d^2V}{d\varrho^2} + \frac{1}{\varrho^2}\frac{d^2V}{d\psi^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{dV}{d\varrho}.$$

Um ferner von ϱ und z auf r und φ überzugehen, braucht man in vorstehender Formel nur x, y, ϱ, ψ mit ϱ, z, r, φ zu vertauschen; man erhält:

$$\frac{d^2V}{d\varrho^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dV}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2V}{d\varphi^2}.$$

Die Addition dieser Gleichungen giebt $W = \frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dV}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2V}{d\varphi^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{dV}{d\varrho} + \frac{1}{\varrho^2}\frac{d^2V}{d\psi^2}$, und wenn für ϱ sein Werth r cos φ gesetzt wird, wodurch $\frac{dV}{d\varrho}$ sich, nach Analogie des obigen Werthes von $\frac{dV}{dx}$, in $\frac{dV}{dr}\cos\varphi - \frac{1}{r}\frac{dV}{d\varphi}\sin\varphi$ verwandelt, so kommt

$$W = \frac{d^2V}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dV}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2V}{d\varphi^2} - \frac{1}{r^2}\frac{dV}{d\varphi}\operatorname{tg}\varphi + \frac{1}{r^2\cos\varphi^2}\frac{d^2V}{d\psi^2}$$

$$\text{oder}\quad r^2W = r\frac{d^2(rV)}{dr^2} + \frac{d^2V}{d\varphi^2} + \frac{1}{\cos\varphi^2}\frac{d^2V}{d\psi^2} - \frac{dV}{d\varphi}\operatorname{tg}\varphi$$

welches die verlangte Umformung ist. — Ist nun eine Kugel vom Halbmesser R als Träger nach dem umgekehrten Quadrate der Entfernung anziehender (oder abstossender) Massen gegeben, so ist für jeden Punct ausser der Kugel W = 0. Zugleich ist alsdann $V = \int \frac{dm}{\sqrt{r^2 - 2r\varrho\cos\Theta + \varrho^2}}$, wenn dm ein Massenelement der Kugel, ϱ dessen Entfernung vom Mittelpuncte C, und r die Entfernung des äusseren Punctes O von C, endlich Θ den Winkel zwischen r und ϱ bezeichnet, also cos Θ den Werth cos φ cos φ' cos $(\psi - \psi')$ + sin φ sin φ', in welchem φ und ψ sich auf O, φ' und ψ' auf dm beziehen. Da r grösser ist als R und mithin grösser als alle ϱ, so kann man $\frac{1}{\sqrt{r^2 - 2r\varrho\cos\Theta + \varrho^2}}$ und mithin auch V nach fallenden Potenzen von r entwickeln; setzt man hiernach, um der Gleichung W = 0 Genüge zu leisten, $\frac{V}{R} = \frac{P_0R}{r} + \frac{P_1R^2}{r^2} + \frac{P_2R^3}{r^3} + \ldots$, so sind die Coefficienten P_0, P_1, P_2, ... rationale ganze Functionen der auf den Punct O bezüglichen Werthe von cos ψ cos φ, sin ψ cos φ, sin φ, von bestimmter Form, deren numerische Coefficienten sich aus den Werthen von V an der Oberfläche herleiten lassen. Nämlich die Reihe für $\frac{V}{R}$, in welcher $r > R$, bleibt noch convergent, wenn r = R angenommen wird, und stellt alsdann d Werthe von $\frac{V}{R}$ auf der Oberfläche dar, wenn die numeris

Coefficienten in P_0, P_1, P_2 .. gehörig bestimmt sind. Ueber die Darstellung einer willkürlichen Function von φ und ψ durch eine Reihe von der Form $P_0 + P_1 + P_2 + \ldots$ kann man eine Abhandlung von Lejenne-Dirichlet im 17. Bande des Journals für Mathematik von Crelle (S. 35.) nachsehen. Das Nähere über die von Gauss auf den Magnetismus gemachte Anwendung gehört nicht hierher.

3. Anziehung des Ellipsoids.

Die für die mechanische Physik wichtige Frage nach der Anziehung, welche eine in dem Raume eines Ellipsoids gleichmässig vertheilte Masse, nach dem Gravitationsgesetze, auf einen Punct ausübt, hat zwar längst ihre Beantwortung gefunden; indessen dürfte die Weitläufigkeit der frühern Bearbeitungen, welche dadurch entstand, dass man den Fall eines äussern Punctes erst durch eine besondere Betrachtung auf den eines inneren zurückzuführen sich genöthigt sah, hier die Mittheilung einer neuen, kürzer zum Ziele führenden Methode von L. Dirichlet*) rechtfertigen. Dieselbe gründet sich auf einige bestimmte Integrale, welche wir zunächst angeben und mit einer kurzen Andeutung ihres Beweises begleiten wollen.

Bezeichnet man, nach Legendre, das Integral $\int_0^\infty e^{-x} x^{a-1} dx$, in welchem a eine reelle positive Zahl ist, durch Γa, und sind k und h ebenfalls reelle Grössen, k zugleich positiv, endlich $i = \sqrt{-1}$, so hat man

$$\int_0^\infty e^{-(k+hi)x} x^{a-1} dx = \frac{\Gamma a}{(k+hi)^a} \qquad 1.$$

wo für die vieldeutige Potenz $(k+hi)^a$ der Werth zu setzen ist, welcher für $h = 0$ in den positiven Werth von k^a übergeht, nämlich

$$(k+hi)^a = (k^2+h^2)^{\frac{a}{2}} \cdot e^{ia \cdot \operatorname{arc\,tg} \frac{h}{k}}$$

in welcher Gleichung $(k^2+h^2)^{\frac{a}{2}}$ nur seinen positiven Werth vorstellt, und $\operatorname{arc\,tg} \frac{h}{k}$ zwischen $-\frac{\pi}{2}$ und $+\frac{\pi}{2}$ zu nehmen ist.

*) Ueber eine neue Methode zur Bestimmung vielfacher Integrale. Abhandlungen der Berliner Academie vom Jahre 1836.

Den

Zum Beweise setze man $k + hi = p$ nnd $y = \int_0^\infty e^{-px} x^{a-1} dx$, so findet man $\frac{dy}{dp} = -\int_0^\infty e^{-px} x^a dx$, nnd weil $d\left(e^{-px} x^a\right) = a.e^{-px} x^{a-1} dx - p\, e^{-px} x^a dx$, mithin $a\int_0^\infty e^{-px} x^{a-1} dx = p\int_0^\infty e^{-px} x^a dx$ ist, indem der Ausdruck $e^{-px} x^a$ für $x = 0$ verschwindet, weil a positiv ist, nnd für $x = \infty$ ebenfalls verschwindet, weil der reelle Theil von p positiv ist; so erhält man: $\frac{dy}{dp} = -\frac{ay}{p}$, also $y \cdot p^a = C$. Die Constante ergiebt sich für $p = 1$, $= \Gamma a$, nnd bleibt immer dieselbe, da y eine stetige Function von p ist, so lange nur der reelle Theil von p positiv ist; also ist $y = \frac{\Gamma a}{p^a}$, w. z. h. w.

Setzt man in I. $a = 1$ und $h = 1$, nnd trennt das Reelle vom Imaginären, so kommt, weil $\Gamma 1 = 1$,

$$\int_0^\infty e^{-kx} \cos x.dx = \frac{k}{1+k^2}, \quad \int_0^\infty e^{-kx} \sin x.dx = \frac{1}{1+k^2}.$$

Multiplicirt man die zweite dieser Gleichungen mit dk und integrirt von $k = 0$ bis $k = \infty$, so kommt, weil $\int_0^\infty e^{-kx} dk = \frac{1}{x}$ ist,

$$\int_0^\infty \frac{\sin x}{x} dx = \frac{\pi}{2}. \qquad \text{II.}$$

Folglich ist anch, wenn l eine positive Grösse bezeichnet, nnd in vorstehender Formel lx für x gesetzt wird, wobei die Grenzen unverändert bleiben, $\int_0^\infty \frac{\sin lx}{x} dx = \frac{\pi}{2}$. Für einen negativen Werth von l ist mithin $\int_0^\infty \frac{\sin lx}{x} dx = -\frac{\pi}{2}$.

Da $2 \sin x \cos gx = \sin(1+g)x + \sin(1-g)x$, so hat man

$$\int_0^\infty \frac{\sin x}{x} \cos gx.dx = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{\sin(1+g)x}{x} dx + \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{\sin(1-g)x}{x} dx.$$

Nach dem Vorstehenden wird der Ausdruck auf der rechten Seite $= \frac{\pi}{2}$, wenn der positive Werth von g zwischen 0 und 1 liegt, hingegen $= 0$, wenn dieser Werth grösser als 1 ist. Daher ist

$$\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin x}{x} \cos gx.dx = 1 \text{ oder } = 0, \qquad \text{III.}$$

je nachdem der positive Werth von g kleiner oder grösser als 1 ist.

Die Formel I. bleibt noch gültig, wenn $k = 0$, zugleich aber a nicht allein positiv, sondern auch kleiner als 1 ist, indem nur unter dieser Voraussetzung das Integral für $k = 0$ noch einen bestimmten Werth behält; es ergiebt sich:

$$\int_0^\infty e^{hxi} x^{a-1} dx = \frac{\Gamma a}{(\mp h)^a} \cdot e^{\pm \frac{a\pi}{2} i} \qquad \text{IV.}$$

wo die oberen oder unteren Zeichen gelten, je nachdem h positiv oder negativ ist. Setzt man in dieser Formel $a = \frac{1}{2}$ und schreibt x^2 für x, so kommt, wenn man blos den Fall eines positiven h berücksichtigt, da bekanntlich $\Gamma(\frac{1}{2}) = \sqrt{\pi}$,

$$\int_0^\infty e^{hx^2 i} dx = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{h}} \cdot e^{\frac{\pi}{4} i}.$$

$$\text{mithin} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} e^{hx^2 i} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{h}} \cdot e^{\frac{\pi}{4} i}.$$

In dieser Gleichung schreibe man $x + \frac{m}{h}$ für x, wo m eine beliebige reelle Grösse bezeichnet, so bleiben die Grenzen unverändert und man erhält

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{(hx^2 + 2mx) i} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{h}} \cdot e^{\left(\frac{\pi}{4} - \frac{m^2}{h}\right) i}. \qquad \text{V.}$$

Die Integrale III. IV. und V. sind es, welche im Folgenden unmittelbar zur Anwendung kommen.

Es seien α, β, γ die halben Axen des Ellipsoids, a, b, c die Coordinaten des angezogenen Punctes, x, y, z die eines Punctes der anziehenden Masse des gleichartigen Ellipsoids, aus dem Mittelpuncte als Anfange; es sei ferner $\varrho^2 = (x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2$ und $\frac{1}{\varrho^p}$ das Anziehungsgesetz, wobei p hier als zwischen 2 und 3 liegend angenommen wird, indem das Verfahren

ausserhalb dieser Grenzen einige leichte Modificationen erfordern würde; so ist, nach dem Vorigen, $V = \int \frac{dx\,dy\,dz}{\varrho^{p-1}}$ das Potential der anziehenden Masse für den Punct (a, b, c), die Dichtigkeit jener als Einheit angenommen. Die verlangte Integration ist eine dreifache, und muss sich über alle Werthe von x, y, z erstrecken, für welche $\left(\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{y}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{z}{\gamma}\right)^2 < 1$. Durch Anwendung des oben unter III. angeführten bestimmten Integrals kann man aber die Einführung der aus dieser Bedingung hervorgehenden Grenzen von x, y, z ganz vermeiden, und die Integration nach jeder dieser Coordinaten auf eine von $-\infty$ bis $+\infty$ auszudehnende bringen. Da nämlich $\left(\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{y}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{z}{\gamma}\right)^2 < 1$ für alle Puncte im Ellipsoid, ausserhalb desselben aber > 1 ist, so hat man nach jener Formel III.

$$\frac{2}{\pi}\int_0^\infty d\varphi \,.\, \frac{\sin\varphi}{\varphi} \,.\, \cos\left\{\left(\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{y}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{z}{\gamma}\right)^2\right\}\varphi = 1 \text{ oder } 0$$

je nachdem der Punct (x, y, z) im Ellipsoid liegt oder ausser ihm; multiplicirt man daher diesen Ausdruck mit $\frac{dx\,dy\,dz}{(p-1)\varrho^{p-1}}$, und integrirt nach x, y, z, so erhält man dasselbe Resultat, man mag die Integration nach x, y, z blos über den Raum des Ellipsoids, oder über den unendlichen Raum ausdehnen, nämlich

$$V = \frac{2}{\pi(p-1)} \iiint \frac{dx\,dy\,dz}{\varrho^{p-1}} \int_0^\infty d\varphi \,.\, \frac{\sin\varphi}{\varphi} \,.\, \cos\left\{\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2}\right\}\varphi$$

wo die Integrationen nach x, y, z nunmehr alle von $-\infty$ bis $+\infty$ auszuführen sind. Die Methode kommt, wie man sieht, darauf zurück, anstatt des vom Körper erfüllten Raumes den ganzen Raum so in Rechnung zu bringen, dass die Dichtigkeit im Körper so wie sie gegeben ist, ausser ihm aber $= 0$ gesetzt wird. — Statt des vorstehenden ist es bequemer folgendes Integral zu betrachten:

$$T = \frac{2}{\pi(p-1)} \iiint \frac{dx\,dy\,dz}{\varrho^{p-1}} \int_0^\infty d\varphi \,.\, \frac{\sin\varphi}{\varphi} \,.\, e^{\left(\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2} + \frac{z^2}{\gamma^2}\right)\varphi i}$$

wovon V der reelle Theil ist. Mittels der Formel IV. lässt sich $\frac{1}{\varrho^{p-1}}$ durch ein bestimmtes Integral darstellen, dessen Be-

nutzung die Integrationen nach x, y, z ausführbar macht. Man hat nämlich nach IV.

$$\int_0^\infty e^{\varrho^2\psi i}\,\psi^{\frac{p-1}{2}-1}\,d\psi = \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{(\varrho^2)^{\frac{p-1}{2}}}\cdot e^{\frac{p-1}{2}\cdot\frac{\pi}{2}i}$$

folglich $$\frac{1}{\varrho^{p-1}} = \frac{1}{(\varrho^2)^{\frac{p-1}{2}}} = \frac{e^{-\frac{(p-1)\pi i}{4}}}{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}\int_0^\infty e^{\varrho^2\psi i}\cdot\psi^{\frac{p-3}{2}}\,d\psi.$$

Setzt man diesen Werth von $\frac{1}{\varrho^{p-1}}$ in den Ausdruck von T, so kommt man auf ein fünffaches Integral, in welchem man aber die Integrationen nach x, y, z, von $-\infty$ bis $+\infty$, zuerst vollziehen kann, wodurch dasselbe auf ein zweifaches zurückgeführt wird. Man erhält nämlich, da $\frac{p-1}{2}\,\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right) = \Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)$ ist,

$$T = \frac{1}{\pi\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)}\,e^{-(p-1)\frac{\pi}{4}i}\int_0^\infty\int_0^\infty d\varphi\,d\psi\cdot\frac{\sin\varphi}{\varphi}\cdot\psi^{\frac{p-3}{2}}\cdot e^{(a^2+b^2+c^2)\psi i}\cdot U$$

wo U ein Product aus drei einfachen Integralen ist, von denen das erste folgende ist: $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{\left\{\left(\psi+\frac{\varphi}{\alpha^2}\right)x^2-2ax\psi\right\}i}\,dx$, das zweite und dritte aber sich aus dem ersten durch Vertauschung von a mit β, b und mit γ, c sofort ergeben. Der Werth dieses Integrals ist, zufolge V., $\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\psi+\frac{\varphi}{\alpha^2}}}\cdot e^{\frac{\pi}{4}i}\cdot e^{-\frac{a^2\psi^2 i}{\psi+\frac{\varphi}{\alpha^2}}}$; die Werthe der beiden andern ergeben sich hieraus durch die genannten Vertauschungen, mithin folgt durch Vereinigung dieser Factoren:

$$T = \frac{-\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)}\cdot e^{-\frac{p\pi i}{4}}\int_0^\infty\int_0^\infty d\varphi\,d\psi\cdot\frac{\sin\varphi}{\varphi}\times$$

$$\frac{\psi^{\frac{p-3}{2}}}{\sqrt{\left(\psi+\frac{\varphi}{\alpha^2}\right)\left(\psi+\frac{\varphi}{\beta^2}\right)\left(\psi+\frac{\varphi}{\gamma^2}\right)}}\cdot e^{\varphi\psi\left(\frac{a^2}{\varphi+\alpha^2\psi}+\frac{b^2}{\varphi+\beta^2\psi}+\frac{c^2}{\varphi+\gamma^2\psi}\right)i}$$

Führt man eine neue Veränderliche s ein, welche das Verhältniss $\frac{\varphi}{\psi}$ ausdrückt, und eliminirt mit Hülfe derselben ψ aus vorstehendem Integral, so ist $\psi = \frac{\varphi}{s}$, $d\psi = -\frac{\varphi ds}{s^2}$ zu setzen, und die Grenzen nach s sind ∞ und 0, wofür 0 und ∞ zu nehmen sind, wenn man zugleich das Zeichen des Integrals umkehrt. Man findet:

$$T = \frac{-\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)} e^{-\frac{p\pi i}{4}} \int_0^\infty \int_0^\infty d\varphi\, ds \frac{\sin\varphi \cdot \varphi^{\frac{p}{2}-3} \cdot s^{1-\frac{p}{2}}}{\sqrt{\left(1+\frac{s}{\alpha^2}\right)\left(1+\frac{s}{\beta^2}\right)\left(1+\frac{s}{\gamma^2}\right)}} e^{\varphi S i}$$

wo $S = \frac{a^2}{\alpha^2+s} + \frac{b^2}{\beta^2+s} + \frac{c^2}{\gamma^2+s}$ ist. Differentiirt man nach a, welches blos in S vorkommt, so folgt

$$\frac{dT}{da} = \frac{-2ai\sqrt{\pi}}{\alpha^2\,\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)} \cdot e^{-\frac{p\pi i}{4}} \int_0^\infty ds \cdot \frac{s^{1-\frac{p}{2}}}{\sqrt{\left(1+\frac{s}{\alpha^2}\right)^3\left(1+\frac{s}{\beta^2}\right)\left(1+\frac{s}{\gamma^2}\right)}} \times \int_0^\infty d\varphi \sin\varphi \cdot \varphi^{\frac{p}{2}-2} \cdot e^{\varphi S i}$$

wovon der reelle Theil die nach x gerichtete Componente der Anziehung vorstellt, welche mit A bezeichnet werden mag. Es kommt also darauf an, den reellen Theil von folgendem Ausdruck zu finden:

$$R = i \cdot e^{-\frac{p\pi}{4} i} \int_0^\infty d\varphi \cdot \varphi^{\frac{p}{2}-2} \cdot \sin\varphi \cdot e^{\varphi S i}$$

nun ist $2i \sin\varphi = e^{\varphi i} - e^{-\varphi i}$, folglich

$$R = e^{-\frac{p\pi}{4} i} \left\{ \int_0^\infty d\varphi \cdot \varphi^{\frac{p}{2}-2} \cdot e^{\varphi (S+1) i} - \int_0^\infty d\varphi \cdot \varphi^{\frac{p}{2}-2} \cdot e^{\varphi (S-1) i} \right\}.$$

Da $\frac{p}{2} - 1$ ein positiver ächter Bruch ist, so kann hier die Formel IV. angewandt werden. Nach ihr erhält man

1. wenn $S > 1$ ist,

$$2R = -i\,\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right)\left\{\frac{1}{(S+1)^{\frac{p}{2}-1}} - \frac{1}{(S-1)^{\frac{p}{2}-1}}\right\};$$

folglich ist der reelle Theil von R gleich Null, wenn $S > 1$.

2. Wenn $S < 1$, so kommt

$$R = \frac{1}{2}\,e^{-\frac{p\pi i}{4}}\,\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right)\left\{\frac{e^{\left(\frac{p}{2}-1\right)\frac{\pi}{2}i}}{(S+1)^{\frac{p}{2}-1}} - \frac{e^{\left(1-\frac{p}{2}\right)\frac{\pi}{2}i}}{(1-S)^{\frac{p}{2}-1}}\right\} =$$

$$\frac{1}{2}\,\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right)\left\{\frac{e^{-\frac{\pi}{2}i}}{(S+1)^{\frac{p}{2}-1}} - \frac{e^{\frac{(1-p)\pi i}{2}}}{(1-S)^{\frac{p}{2}-1}}\right\}$$

wovon der reelle Theil ist:

$$-\frac{1}{2}\,\frac{\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right).\cos\left(\frac{p-1}{2}\right)\pi}{(1-S)^{\frac{p}{2}-1}} = -\frac{1}{2}\,\frac{\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right)\sin\frac{p\pi}{2}}{(1-S)^{\frac{p}{2}-1}}, \text{ oder}$$

weil $\Gamma\left(\frac{p}{2}-1\right).\Gamma\left(2-\frac{p}{2}\right) = \frac{\pi}{\sin\left(\frac{p}{2}-1\right)\pi} = \frac{-\pi}{\sin\frac{p\pi}{2}}$, so er-

giebt sich der reelle Theil von $R = \frac{\pi}{2}.\frac{(1-S)^{1-\frac{p}{2}}}{\Gamma\left(2-\frac{p}{2}\right)}$, wenn $S < 1$.

Für einen innern Punct ist $\frac{a^2}{\alpha^2}+\frac{b^2}{\beta^2}+\frac{c^2}{\gamma^2} > 1$, also um so mehr, da s nur positive Werthe erhält, $S = \frac{a^2}{\alpha^2+s}+\frac{b^2}{\beta^2+s}+\frac{c^2}{\gamma^2+s} < 1$; daher gilt für den innern Punct der zweite Werth des reellen Theils von R und mithin ist:

$$A = \frac{-a.\pi^{\frac{3}{2}}}{\alpha^2\,\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)\Gamma\left(2-\frac{p}{2}\right)}\int_0^\infty ds.\frac{e^{1-\frac{p}{2}}\,(1-S)^{1-\frac{p}{2}}}{\sqrt{\left(1+\frac{s}{\alpha^2}\right)^3\left(1+\frac{s}{\beta^2}\right)\left(1+\frac{s}{\gamma^2}\right.}}$$

Für einen äusseren Punct ist $\frac{a^2}{\alpha^2}+\frac{b^2}{\beta^2}+\frac{c^2}{\gamma^2} > 1$, daher auch, wenn s von 0 an wächst, anfänglich $S > 1$, bis für ein

gewissen Werth s_1 von s, $S = 1$ wird, von wo aus S mit wachsendem s beständig abnimmt. Folglich ist, so lange $s < s_1$, also $S > 1$, der reelle Theil von R Null, für $s > s_1$ aber erhält der reelle Theil von R den anderen Werth; das Integral, welches die Componente A der Anziehung ausdrückt, ist mithin dasselbe wie vorhin, nur nicht von $s = 0$ sondern von $s = s_1$ anfangend. Daher erhält man für einen äusseren Punct:

$$A = \frac{-a.\pi^{\frac{3}{2}}}{\alpha^2\,\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)\Gamma\left(2-\frac{p}{2}\right)} \int_{s_1}^{\infty} \frac{ds.s^{1-\frac{p}{2}}(1-S)^{1-\frac{p}{2}}}{\sqrt{\left(1+\frac{s}{\alpha^2}\right)\left(1+\frac{s}{\beta^2}\right)\left(1+\frac{s}{\gamma^2}\right)}},$$

wo s_1 die positive Wurzel folgender Gleichung ist:

$$\frac{a^2}{\alpha^2+s} + \frac{b^2}{\beta^2+s} + \frac{c^2}{\gamma^2+s} = 1.$$

Für $p = 2$ ergeben sich hieraus die bekannten Resultate.

---

4. Lamé et Clapeyron, Mémoire sur l'équilibre intérieur des corps solides homogènes. (Crelles Journal für Math. Band 7.)

Diese Abhandlung geht, in Betreff der Natur eines homogenen festen Körpers, von folgender Voraussetzung aus: Ein homogener fester Körper, der sich in Ruhe befindet und auf welchem keine äusseren Kräfte wirken, ist der Ort einer sehr grossen Menge materieller Puncte (von gleichen Massen), die gleich weit und sehr wenig von einander abstehen, sich aber nicht berühren, und folgendermaassen auf einander wirken: Wenn durch einen äusseren Druck oder eine plötzlich auftretende Kraft zwei beliebige Puncte einander näher oder ferner gerückt werden, so entsteht zwischen ihnen eine Abstossung im ersten, eine Anziehung im zweiten Falle, welche eine Function des ursprünglichen Abstandes und seiner Aenderung ist. Diese Function ist für jeden beliebigen Abstand Null, wenn die Aenderung des Abstandes Null ist; sie nimmt sehr schnell ab, wenn der Abstand wächst, so dass sie einen unmerklichen Werth erhält, wenn der Abstand einen merklichen Werth hat. Je nachdem diese Function sich mehr oder weniger schnell ändert, wenn der Abstand immer mehr geändert wird, bewirkt derselbe Druck im ersten Falle eine geringere, im

zweiten eine grössere Formveränderung; in jenem befinden sich die starren Körper (corps rigides) wie Steine, Metalle; in diesem die elastischen wie Cautschuk.

Die folgende Theorie bezieht sich nur auf den Fall sehr kleiner Formänderungen, indem sie entweder nur die Einwirkung schwacher Kräfte oder eine grosse Starrheit des Körpers voraussetzt. Alsdann wird die Function des ursprünglichen Abstandes (ζ) und seiner Aenderung ($\Delta\zeta$) sich auf das Product aus der ersten Potenz von $\Delta\zeta$ in eine Function $F(\zeta)$ beschränken, welche für jeden merklichen Werth von ζ Null ist.

Es seien x, y, z die rechtwinklichen Coordinaten eines Theilchens M im Innern des Körpers, u, v, w die durch die angebrachten Kräfte bewirkten Aenderungen derselben, so ist es die Aufgabe, die Verrückungen u, v, w durch x, y, z auszudrücken, unter der Voraussetzung, dass sie sehr klein sind, und zugleich die damit verbundenen Spannungen im Innern des Körpers zu bestimmen. Bezeichnen x', y', z' die anfänglichen Coordinaten eines zweiten Theilchens M', in der Nähe von M, und u', v', w' die Verschiebungen von M', so hat man für die Entfernung $MM' = \zeta$ die Gleichung $\zeta^2 = (x'-x)^2 + (y'-y)^2 + (z'-z)^2$, und für die durch Verschiebung der Theilchen entstandenen Aenderung $\Delta\zeta$:

$$(\zeta+\Delta\zeta)^2 = (x'-x+u'-u)^2 + (y'-y+v'-v)^2 + (z'-z+w'-w)^2$$

oder, mit Weglassung der zweiten Potenzen von $\Delta\zeta$, u, u', ... und indem man

$$x'-x = h,\ y'-y = k,\ z'-z = l$$

setzt,

$$\zeta\Delta\zeta = h(u'-u) + k(v'-v) + l(w'-w).$$

Die Kraft mit welcher M' auf M anziehend wirkt, ist nach der Voraussetzung $= F(\zeta).\Delta\zeta$, multiplicirt man diesen Ausdruck mit $\frac{h}{\zeta}$, $\frac{k}{\zeta}$, $\frac{l}{\zeta}$, so ergeben sich ihre Componenten nach x, y, z; diese sind mithin

$$\left\{(u'-u)\frac{h}{\zeta} + (v'-v)\frac{k}{\zeta} + (w'-w)\frac{l}{\zeta}\right\} F(\zeta).\frac{h}{\zeta} \text{ nach x, u. s. f.} \quad 1.$$

Eine solche Componente ist positiv oder negativ, je nachdem sie ihren Angriffspunct nach der positiven oder negativen Richtung der ihr entsprechenden Axe (was man durch vorwärts oder rückwärts bezeichnen kann) fortzuziehen strebt.

Die Verschiebung u ist eine Function von x, y, z; bezeichnet man daher u mit $f(x, y, z)$, so ist die auf M' bezügliche Verschie-

bung $u' = f(x', y', z')$, und weil $x' = x + h$, $y' = y + k$, $z' = z + l$, so ist, wenn man nach Potenzen von h, k, l entwickelt und die höheren Glieder weglässt:

$$u' - u = \frac{du}{dx}h + \frac{du}{dy}k + \frac{du}{dz}l.$$

Dieser Werth von $u' - u$, und eben so die entsprechenden für $v' - v$, $w' - w$ sind in die unter 1. angegebenen Anziehungs-Componenten einzusetzen.

Dieses vorausgesetzt, denke man sich in dem Körper eine Ebene E, parallel mit xy, in der Entfernung = z vom Anfange der Coordinaten, und einen auf ihr senkrechten Cylinder, von sehr kleiner in E befindlicher Grundfläche ε, von E aus rückwärts errichtet; so lassen sich die aus einer kleinen Verschiebung entstehenden Wirkungen der vor der Ebene E (also auf ihrer vom Cylinder abgekehrten Seite) befindlichen Theilchen auf den Cylinder folgendermassen finden: Es sei M das an der Grundfläche ε liegende Theilchen des Cylinders, dessen (anfängliche) Coordinaten x, y, z sind; M' sei ein vor der Ebene E liegendes Theilchen, dessen anfängliche Coordinaten x', y', z'; so findet man für die Componenten der durch Verschiebung entstehenden Anziehung von M' auf M die unter 1. gegebenen Ausdrücke. Ferner sei M_1 ein Theilchen des Cylinders, dessen anfängliche Coordinaten $x, y, z-p$ sind, wo p eine positive Grösse bezeichnet, der man nur sehr kleine Werthe beizulegen braucht, weil nur die nahe an der Grundfläche liegenden Theile des Cylinders in Betracht kommen, und es sei noch M_1' das vor der Ebene E befindliche Theilchen, dessen Coordinaten $x', y', z'-p$ sind, so dass die gerade Linie $M_1'M_1$ der Geraden $M'M = \zeta$ gleich und parallel ist. Bezeichnet man durch u_1, v_1, w_1 die Verschiebungen von M_1, und durch u_1', v_1', w_1' die von M_1', so findet sich $u_1 = f(x, y, z-p)$, also $u_1 = u - \frac{du}{dz}p$, $u_1' = f(x', y', z'-p)$, also $u_1' = u + \frac{du}{dx}h + \frac{du}{dy}k + \frac{du}{dz}(l-p)$; folglich $u_1' - u_1 = \frac{du}{dx}h + \frac{du}{dy}k + \frac{du}{dz}l = u' - u$, ebenso $v_1' - v_1 = v' - v$, $w_1' - w_1 = w' - w$; woraus hervorgeht, dass die Anziehung von M_1' auf M_1 der von M' auf M parallel und gleich ist, indem sich für die Componenten jener ebenfalls die Ausdrücke 1. ergeben. Diese Ausdrücke gelten zunächst für die Einheiten der Masse; drückt man aber das Element des Volumens oder der Masse

des Cylinders von der Grundfläche ε, durch εdp aus, und setzt man $h = \zeta \cos\varphi \cos\psi$, $k = \zeta \cos\varphi \sin\psi$, $l = \zeta \sin\varphi$, wodurch für das anziehende Element M' oder M', der Ausdruck $\zeta^2 \cos\varphi d\varphi d\psi d\zeta = d\lambda$ erhalten wird, so hat man die unter 1. gegebenen Werthe noch mit $d\lambda . \varepsilon dp$ zu multipliciren. Man findet daher, wenn zur Abkürzung

$$\left(\frac{du}{dx}\cos\varphi\cos\psi + \frac{du}{dy}\cos\varphi\sin\psi + \frac{du}{dz}\sin\varphi\right)\cos\varphi\cos\psi + \left(\frac{dv}{dx}\cos\varphi\cos\psi + \frac{dv}{dy}\cos\varphi\sin\psi + \frac{dv}{dz}\sin\varphi\right)\cos\varphi\sin\psi + \left(\frac{dw}{dx}\cos\varphi\cos\psi + \frac{dw}{dy}\cos\varphi\sin\psi + \frac{dw}{dz}\sin\varphi\right)\sin\varphi = Q$$

gesetzt wird, als Componenten nach x, y, z folgende Werthe:

$$Q\zeta F(\zeta) . \cos\varphi\cos\psi . d\lambda . \varepsilon dp,\quad Q\zeta F(\zeta)\cos\varphi\sin\psi d\lambda . \varepsilon dp,$$
$$Q\zeta F(\zeta)\sin\varphi d\lambda . \varepsilon dp, \text{ wo } d\lambda = \zeta^2\cos\varphi d\varphi d\psi d\zeta.$$

Integrirt man diese Ausdrücke zuerst von $p = 0$ bis $p = \zeta \sin\varphi$, so ergiebt sich die Summe aller Wirkungen, welche in der Richtung (φ, ψ) und aus dem Abstande ζ, von den vor der Ebene ε befindlichen Theilchen, auf den Cylinder ausgeübt werden, und integrirt man sodann von $\psi = 0$ bis $\psi = 2\pi$, von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \frac{\pi}{2}$ und von $\zeta = 0$ bis zu $\zeta = \infty$ (indem $F(\zeta) = 0$ wird, wenn ζ einen merklichen Werth hat), so erhält man folgende Componenten der auf den Cylinder wirkenden Anziehung:

$$X'' = A\left(\frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx}\right),\ Y'' = A\left(\frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy}\right),\ Z'' = A\left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + 3\frac{dw}{dx}\right), \quad 2.a.$$

wo $A = \frac{\pi}{15}\int_0^\infty \zeta^4 F\zeta d\zeta$ und der Factor ε weggelassen ist, also die Kräfte auf die Flächeneinheit gebracht sind.

Auf dieselbe Weise findet man für einen auf yz senkrechten Cylinder:

$$X = A\left(3\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right),\ Y = A\left(\frac{dv}{dx} + \frac{du}{dy}\right),\ Z = A\left(\frac{dw}{dx} + \frac{du}{dz}\right). \quad 2.b.$$

Und für einen auf xz senkrechten Cylinder:

$$X' = A\left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx}\right),\ Y' = A\left(\frac{du}{dx} + 3\frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right),\ Z' = A\left(\frac{dw}{dy} + \frac{dv}{dz}\right). \quad 2.c.$$

Ein cylindrisches (oder prismatisches) Element des Körpers, dessen Grundflächen der Ebene yz parallel sind, also die Seite parallel mit x, erleidet daher an seiner vorderen (d. h. zu dem algebraisch grösseren Werthe von x gehörigen) Grundfläche einen schiefen Druck oder Zug $= P = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$. Die Componenten X, Y, Z sind positiv oder negativ, je nachdem sie ihren

Angriffspunct vor- oder rückwärts zu ziehen, also bezüglich die Werthe von X, Y, Z algebraisch zu vergrössern oder zu vermindern strehen. Die Kraft P ist ein Zug oder Druck, je nachdem ihre auf der Fläche des zugehörigen Elementes normale Componente, nämlich X, positiv oder negativ ist. Mit dieser die Bedeutung der Vorzeichen betreffenden Bemerkung kann noch die Anmerkung zu dem später unter 1. aufgeführten Satze verglichen werden.

Denkt man sich daher in dem Körper ein prismatisches unendlich kleines Element $= dx\,dy\,dz$, dessen Grenzflächen den Coordinaten-Ebenen parallel sind, und gehört von den beiden mit yz parallelen Grenzflächen die eine (vordere) zur Abscisse x, die zweite zu $x - dx$, so erleidet die erste durch die vor ihr befindlichen Theilchen einen schiefen Zug, dessen Componenten X_s, Y_s, Z_s sind, wo $s = dy\,dz$, und die zweite durch die hinter ihr liegenden Theilchen des Körpers einen schiefen Gegenzug, dessen Componenten $-\left(X - \frac{dX}{dx}dx\right)s$, $-\left(Y - \frac{dY}{dx}dx\right)s$, $-\left(Z - \frac{dZ}{dx}dx\right)s$ sind; daher ergeben sich für die Resultante dieser auf die beiden Grenzflächen dy dz wirkenden Zugkräfte folgende Componenten:

$\frac{dX}{dx}dx\,dy\,dz$, $\frac{dY}{dx}dx\,dy\,dz$, $\frac{dZ}{dx}dx\,dy\,dz$, welche das Element beziehungsweise nach der Richtung der positiven x, y, z fortzuziehen streben. Für die Resultante der auf dx dz wirkenden Kräfte folgen die Componenten:

$$\frac{dX'}{dy}dx\,dy\,dz,\ \frac{dY'}{dy}dx\,dy\,dz,\ \frac{dZ'}{dy}dx\,dy\,dz \text{ bez. nach } x, y, z$$

und für die auf dx dy wirkenden Zugkräfte die Componenten:

$$\frac{dX''}{dz}dx\,dy\,dz,\ \frac{dY''}{dz}dx\,dy\,dz,\ \frac{dZ''}{dz}dx\,dy\,dz \text{ bez. nach } x, y, z.$$

Sind nun $X_1\,dx\,dy\,dz$, $Y_1\,dx\,dy\,dz$, $Z_1\,dx\,dy\,dz$ die auf das Element wirkenden äusseren Kräfte, so müssen diese mit den vorstehenden bezüglich nach x, y, z wirkenden Zugkräften im Gleichgewichte sein. Die nach x wirkenden Zugkräfte haben die Resultante

$$\left(\frac{dX}{dx} + \frac{dX'}{dy} + \frac{dX''}{dz}\right)dx\,dy\,dz$$

mithin erhält man $\frac{dX}{dx} + \frac{dX'}{dy} + \frac{dX''}{dz} + X_1 = 0$ und eben so

$$\frac{dY}{dx} + \frac{dY'}{dy} + \frac{dY''}{dz} + Y_1 = 0$$

$$\frac{dZ}{dx} + \frac{dZ'}{dy} + \frac{dZ''}{dz} + Z_1 = 0.$$

Setzt man in diese Gleichungen die Werthe von X, Y, Z, X', ... aus 2., so folgt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} + 2\frac{d\Theta}{dx} + \frac{X_1}{A} &= 0 \\ \frac{d^2v}{dx^2} + \frac{d^2v}{dy^2} + \frac{d^2v}{dz^2} + 2\frac{d\Theta}{dy} + \frac{Y_1}{A} &= 0 \\ \frac{d^2w}{dx^2} + \frac{d^2w}{dy^2} + \frac{d^2w}{dz^2} + 2\frac{d\Theta}{dz} + \frac{Z_1}{A} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad 3.$$

wo noch gesetzt ist: $\Theta = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}$. 4.

Der Ausdruck Θ bezeichnet die cubische Ausdehnung in der Nähe des Punctes x, y, z. Betrachtet man nämlich ein sehr kleines Prisma, dessen Kanten $h = x' - x$, $k = y' - y$, $l = z' - z$ sind, so gehen diese durch Verschiebung über in $x' + u' - x - n = h + u' - n$, oder weil $u' = u + \frac{du}{dx}h$, in $h\left(1 + \frac{du}{dx}\right)$, u. s. f.; und da die Richtungen der neuen Kanten von den vorigen unendlich wenig abweichen, so verwandelt sich das Volumen hkl in $hkl\left(1 + \frac{du}{dx}\right)\left(1 + \frac{dv}{dy}\right)\left(1 + \frac{dw}{dz}\right)$, oder weil $\frac{du}{dx}$, $\frac{dv}{dy}$, $\frac{dw}{dz}$ sehr klein sind, mit Weglassung ihrer Producte in $hkl\,(1 + \Theta)$; daher ist Θ die Ausdehnung oder Verdichtung, je nachdem sein Werth positiv oder negativ ist.

Unter den neun Componenten X, Y, Z, X', ... (s. Formeln 2.) zeichnen sich X, Y', Z'' als diejenigen aus, welche auf den zugehörigen Grundflächen des Elementes dx dy dz senkrecht stehen; sie mögen deshalb Normalkräfte heissen und mit N_1, N_2, N_3 bezeichnet werden; die übrigen heissen Tangential-Kräfte; diese sind zu zweien gleich, zufolge der Formeln 2., nämlich $Z' = Y''$, $X'' = Z$, $Y = X'$ und sollen in dieser Ordnung mit T_1, T_2, T_3 bezeichnet werden. Aus den Werthen (2.) von $X = N_1$, $Y' = N_2$, $Z'' = N_3$ ergiebt sich $N_1 + N_2 + N_3 = 5A\Theta$; woraus folgt, dass die Summe der Normalkräfte für jede drei gegen einander senkrechte Ebenen, in demselben Puncte des Körpers, constant sein muss, weil sie der Ausdehnung Θ proportional ist, deren Werth durch Aenderung der Coordinaten nicht geändert werden kann.

In der Abhandlung werden noch mehrere Sätze über die Vertheilung des Zugs oder Druckes im Innern des Körpers gefunden, die mit Unterdrückung der Beweise (welche lediglich bestehen in der Verwandlung der Ausdrücke 2. durch Vertauschung des ersten

Systemes rechtwinklicher Coordinaten mit einem andern derselben Art) hier folgen:

1. Ein ebenes Element ε im Körper erleidet, wenn beliebige äussere Kräfte auf jenen wirken, im Allgemeinen einen schiefen Zug oder Druck P, wie z. B. oben für ein der Ebene yz paralleles Element die Componenten dieser Kraft P sich fanden: $X = N_1$, $Y = T_3$, $Z = T_2$. Werden nun durch einen Punct zwei ebene Elemente ε und ε_1 gelegt, deren Normalen beziehungsweise n und n_1 sind, und sind P und P_1 die darauf schief wirkenden Zug- oder Druck-Kräfte, so ist die Componente von P nach n_1 gleich der Componente von P_1 nach n, oder $P \cos(Pn_1) = P_1 \cos(P_1 n)$.

In der Abhandlung vermisst man eine nähere Erläuterung der Vorzeichen, die bei diesem Gegenstande nöthig zu sein scheint. Nämlich ein ebenes Element ε kommt hier nicht für sich allein, sondern nur als Grenzfläche eines körperlichen Elementes in Betracht, und unter der darauf zu errichtenden Normale n ist der in Beziehung auf das körperliche Element nach aussen gerichtete Theil der Normale zu verstehen. Es ist also hier nicht blos das ebene Element ε, sondern auch eine (beliebige) Seite desselben als die äussere gegeben, und die Kraft P, welche wir der Bequemlichkeit wegen einen Druck nennen wollen, ist im eigentlichen Sinne ein Zug oder ein Druck, je nachdem die Richtung, nach welcher sie ihren Angriffspunct zu ziehen strebt, mit der nach aussen gehenden Normale einen spitzen oder stumpfen Winkel bildet. Die Gleichheit der Componente von P nach n_1 mit der von P_1 nach n, welche im vorstehenden Satze behauptet wird, gilt auch in Hinsicht der Zeichen; d. h. beide Componenten fallen immer zugleich entweder auf die äusseren Theile der Normalen n_1 und n oder beide auf die nach innen gerichteten Verlängerungen. Dies ist für das Folgende zu berücksichtigen.

Sind die schiefen Drucke P_1, P_2, P_3 auf drei durch einen Punct gehende auf einander senkrechte ebene Elemente ε_1, ε_2, ε_3 gegeben, deren Normalen n_1, n_2, n_3 sind; und wird der schiefe Druck P auf ein viertes durch diesen Punct gelegtes Element ε verlangt, dessen Normale n ist, so zerlege man zuerst P_1, P_2, P_3 nach n, trage die erhaltenen Componenten beziehungsweise auf die Normalen n_1, n_2, n_3 über und setze diese in eine Resultante zusammen, welche den Druck P darstellen wird.

2. Die Summe der Quadrate der schiefen Drucke auf drei

gegen einander senkrechten Ebenen-Elemente ist für jeden Punct des Körpers constant, d. h. unabhängig von der Wahl des Systems dieser Ebenen.

3. Durch jeden Punct des Körpers lassen sich drei gegen einander senkrechte Ebenen legen, auf deren jeder der zugehörige Druck, in diesem Puncte, senkrecht steht (Hauptschnitte). Die Intensitäten der auf sie wirkenden Drucke, welche mit A, B, C bezeichnet werden sollen, wobei dem Gegensatze zwischen Druck und Zug der Gegensatz der Vorzeichen dieser Grössen entspricht, sind die Wurzeln der ihrer Form nach sehr bekannten cubischen Gleichung:

$$\xi^3 - G\xi^2 + H\xi - K = 0$$

wo $G = N_1 + N_2 + N_3$, $H = N_1N_2 + N_2N_3 + N_3N_1 - T_1^2 - T_2^2 - T_3^2$,

$K = N_1N_2N_3 + 2T_1T_2T_3 - N_1T_1^2 - N_2T_2^2 - N_3T_3^2$.

Die Ebene des zu A gehörigen Hauptschnittes ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{x'-x}{AT_1+T_2T_3-N_1T_1} + \frac{y'-y}{AT_2+T_1T_3-N_2T_2} + \frac{z'-z}{AT_3+T_1T_2-N_3T_3} = 0,$$

aus welcher sich die zu B und C gehörigen Hauptschnitte durch Vertauschung von A mit B und mit C ergeben. Nimmt man die Richtungen von A, B, C zu Axen x, y, z, und bildet das Ellipsoid dessen Gleichung $\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1$, so stellt irgend ein Halbmesser desselben den im Mittelpuncte Statt findenden schiefen Druck auf einen Schnitt dar, dessen Ebene E parallel ist der Berührungsebene, welche an eine Fläche zweiten Grades, nämlich $\frac{x^2}{A} + \frac{y^2}{B} + \frac{z^2}{C} = \pm 1$, in dem Puncte gelegt wird, in welchem diese von dem nöthigenfalls verlängerten Halbmesser des vorigen Ellipsoids geschnitten wird. Haben A, B, C gleiche Zeichen, so ist die zweite Fläche wieder ein Ellipsoid; bei ungleichen Zeichen von A, B, C drückt die zweite Gleichung zwei Hyperboloide aus, ein einfaches und ein zweitheiliges, welche einen gemeinsamen Berührungskegel haben. Die Halbmesser des ersten Ellipsoids bezeichnen alsdann Druck oder Zug, je nachdem sie das eine oder das andere Hyperboloid treffen; liegen sie im Berührungskegel, so bezeichnen sie Tangential-Kräfte.

4. Die Drucke auf drei gegen einander senkrechte Ebenen werden immer durch drei conjugirte Halbmesser des Ellipsoids $\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1$ darstellt.

Anwendungen. 1. Ein gerades Prisma erleide in der Richtung der Länge einen gleichmässig über den Querschnitt vertheilten Zug (= T für die Flächeneinheit) und ausserdem den seitlichen Druck = P von einer Flüssigkeit, in welche es getaucht ist. Ein Querschnitt wird als befestigt, d. h. seine Theile als unbeweglich nach der Richtung der Länge des Prismas, und ein Punct desselben als ganz unbeweglich angenommen. Nimmt man diesen Punct zum Anfange der x, y, z, den befestigten Querschnitt zur Ebene xy, also z zur Längenaxe, so genügt man den Gleichungen 3., in welchen X_1, Y_1, Z_1 Null sind, weil keine äusseren Kräfte unmittelbar auf die Theilchen wirken, durch die Annahmen: $u = ax$, $v = ay$, $w = bz$, wo a und b zwei noch zu bestimmende Constanten sind. Hieraus erhält man (nach 2.) $X = A(4a + b)$, $Y' = A(4a + b)$, $Z'' = A(2a + 3b)$; die Tangentialkräfte sind alle Null. Da nun an der Oberfläche $X = -P$, $Y' = -P$, $Z'' = T$, so folgt $A(2a+3b) = T$, $A(4a+b) = -P$; mithin $a = -\frac{1}{A}\cdot\frac{3P+T}{10}$, $b = \frac{1}{A}\cdot\frac{P+2T}{5}$; also $u = -\frac{1}{A}\cdot\frac{3P+T}{10}x$, $v = -\frac{1}{A}\cdot\frac{3P+T}{10}y$,

$$w = \frac{1}{A}\cdot\frac{P+2T}{5}z, \quad \Theta = \frac{T-2P}{5A}.$$

w ist die Verlängerung, welche ein Prisma von der Länge z erleidet. Ist dasselbe blos dem atmosphärischen Drucke P ausgesetzt, so ist $T = -P$, also $w = -\frac{P}{5A}z$. Ist es ausserdem noch der Zugkraft F nach der Länge unterworfen, so ist $T = F - P$, mithin $w' = \frac{2F-P}{5A}z$ die Verlängerung. Die im lufterfüllten Raume beobachtete Länge, nämlich $z + w$, geht also durch die Spannung F in $z + w'$ über; folglich ist $\frac{w'-w}{z+w} = \frac{2F}{5A-P}$ die durch den Zug F bewirkte Verlängerung der anfänglichen in der Luft gemessenen Einheit der Länge. Bezeichnet l den beobachteten Werth derselben, so ist $\frac{2F}{5A-P} = l$, woraus sich ergiebt $A = \frac{2F}{5l} + \frac{P}{5}$. Die Werthe der Constante A für verschiedene Substanzen sind schon im Repertorium angegeben Bd. 1. S. 130.

2. Anwendung auf einen festen Körper, der in eine Flüssigkeit getaucht und an seiner ganzen Oberfläche einen constanten Druck ausgesetzt ist. Nimmt man im Körper einen Punct, der als unbeweglich gedacht wird, zum Anfange der Coordinaten, so wer-

den sich alle Theilchen demselben um eine ihrem Abstande von ihm proportionale Grösse nähern, so dass die Verschiebungen $u = -cx$, $v = -cy$, $w = -cz$ stattfinden, welche den Gleichungen 3. Genüge leisten. Hieraus ergeben sich die Normalkräfte $X = Y' = Z'' = -5Ac$, die Tangentialkräfte sämmtlich gleich Null. Ist P der Druck an der Oberfläche, so ergiebt sich $c = \frac{P}{5A}$. Der Druck ist von allen Seiten gleich, also der Zustand des Körpers nicht abweichend von dem einer Flüssigkeit unter demselben Drucke. Die Verdichtung beträgt $-\Theta = \frac{3P}{5A}$, und kann also berechnet werden, wenn A bekannt ist. Vergl. Rep. I. S. 131.

3. Anwendung auf einen hohlen Cylinder von sehr grosser Länge, kreisförmiger Grundfläche, an den Enden verschlossen, von innen und aussen ungleichen aber beiderseits constanten Pressungen unterworfen. Für einen von beiden Enden sehr entfernten Querschnitt werden die Spannungen, welche aus dem innern und äusseren Druck nach der Längenrichtung des Cylinders hervorgehen, sich über die ganze Dicke gleichmässig vertheilen, und die Verschiebung jedes Theilchens wird daher in einer Meridianebene so erfolgen, dass ihre Componente in der Richtung des Halbmessers nur von diesem abhängen, und ihre Componente nach der Länge des Cylinders dem Abstande von einem als unbeweglich gedachten Querschnitte proportional sein wird. Nimmt man die Ebene dieses Querschnittes für die der xy, und setzt $r^2 = x^2 + y^2$, $u = \frac{Vx}{r}$, $v = \frac{Vy}{r}$, $w = cz$, wo V die Verschiebung in der Richtung des Halbmessers r bezeichnet, welche blos von r abhängt, so erhält man:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} = \frac{x}{r} \cdot \frac{d\left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r}\right)}{dr}, \quad \frac{d^2v}{dx^2} + \frac{d^2v}{dy^2} = \frac{y}{r} \cdot \frac{d\left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r}\right)}{dr},$$

$$\Theta = c + \frac{V}{r} + \frac{dV}{dr}.$$

Die dritte der Gleichungen 3. wird hierdurch unmittelbar erfüllt, die beiden ersten geben gemeinschaftlich:

$$\frac{d\left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r}\right)}{dr} = 0, \text{ also } \frac{dV}{dr} + \frac{V}{r} = 2a, \text{ wo a eine Constante;}$$

$$\text{hieraus } V = ar + \frac{b}{r}, \quad \Theta = c + 2a.$$

Hieraus folgt:

$$X = A\left(4a + c - 2b\frac{(x^2 - y^2)}{r^4}\right),\ Y = -A\frac{4bxy}{r^4},\ Z = 0,$$

$$Y' = Y,\ Y' = A\left(4a + c + 2b\frac{(x^2 - y^2)}{r^4}\right),\ Z' = 0,\ X'' = 0,$$

$$Y'' = 0,\ Z'' = A\,(2a + 3c).$$

Ist R der innere, R′ der äussere Halbmesser des Cylinders, P der innere, P′ der äussere Druck, so hat man für $y = 0, x = r = R$, $X = -P$, und für $y = 0$, $x = r = R'$, $X = -P'$. Ferner muss das Product aus der constanten Kraft Z″ in die Fläche des ringförmigen Querschnitts gleich der Resultante des von aussen und innen auf die Grundfläche wirkenden Druckes, also $Z''(R'^2 - R^2)\,\varkappa = PR^2\,\varkappa - P'R'^2\,\varkappa$ sein. Diese Bedingungen liefern die Constanten:

$$a = c = \frac{PR^2 - P'R'^2}{5A(R'^2 - R^2)},\ b = \frac{R^2R'^2(P - P')}{2A(R'^2 - R^2)},$$ wodurch die gesuchten Componenten X, Y, Z, X′, ... völlig bestimmt werden.

Um das Gesetz kennen zu lernen, nach welchem der Druck in dem cylindrischen Ringe sich ändert, betrachte man irgend eine Meridian-Ebene, wofür man diejenige nehmen kann, für welche $y = 0$. Man findet für $y = 0$, $x = r$,

$$A = X = \frac{PR^2 - P'R'^2}{R'^2 - R^2} - \frac{R^2R'^2(P - P')}{r^2(R'^2 - R^2)},\ B = Y' = \frac{PR^2 - P'R'^2}{R'^2 - R^2}$$

$$+ \frac{R^2R'^2(P - P')}{r^2(R'^2 - R^2)},\ C = Z'' = \frac{PR^2 - P'R'^2}{R'^2 - R^2}.$$

Die übrigen Componenten, also die Tangentialkräfte, sind sämmtlich Null, mithin geben vorstehende Werthe unmittelbar die Drucke auf die Hauptschnitte an, welche nach den hier angenommenen Axen x, y, z wirken. Ist der innere Druck P grösser als der äussere P′, und auch $PR^2 > P'R'^2$, so ist für jeden Punct des cylindrischen Querschnittes, oder für jedes zwischen R und R′ liegende r, A negativ, hingegen B und C positiv; also findet in jeder Meridian-Ebene in der Richtung des Halbmessers Druck, hingegen senkrecht auf dieser Ebene und parallel der Axe des Cylinders Zug Statt. Nach den übrigen Richtungen bezeichnen, für irgend einen Punct des cylindrischen Ringes, die Halbmesser des Ellipsoids: $\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1$ Zug oder Druck, je nachdem sie ausserhalb oder innerhalb des durch die Gleichung $\frac{x^2}{A} + \frac{y^2}{B} + \frac{z}{C} = 0$ bestimmten Kegels liegen, dessen Axe (x) in die Richtung des Halbmessers des Cylinders fällt.

Die grösste unter allen vorkommenden Spannungen liefert der Werth von B für $r = R$, nämlich $\frac{P(R^2 + R'^2) - 2P'R'^2}{R'^2 - R^2}$. Soll diese Spannung die Grenze der vollkommenen Elasticität nicht überschreiten, so muss danach der Werth von R' bestimmt werden. Es sei a die grösste zulässige Spannung, welche für Schmiedeeisen 14 Kilogr. auf das Quadrat-Millimeter beträgt, für Gusseisen 10 Kil., für Kanonenmetall 6 Kil., für Messing 4 Kil., so ergiebt sich, indem der obige Ausdruck = a gesetzt wird,

$$\frac{R'}{R} = \frac{\sqrt{P + a}}{\sqrt{2P' - P + a}}.$$

Diese Formel führt auf den Schluss, dass wenn der innere Druck P nicht kleiner ist als $2P' + a$, nothwendig eine Zerreissung erfolgt, wie dick auch die cylindrische Wand sei. Ist der äussere Druck der atmosphärische, also 0,01 Kil. auf das Quadrat-Millim., so findet man aus den obigen Werthen von a die Grenze des inneren Druckes $P = 2P' + a = 14{,}02$ Kil. oder 1402 Atmosphären für einen Cylinder von geschmiedetem Eisen; eben so 1002 Atm. für Gusseisen, 602 Atm. für Kanonenmetall und 402 Atm. für Messing. Da inzwischen die Grösse a durch Dehnung eines Stabes gefunden ist, auf welchen seitlich nur der Druck der Luft wirkte, während hier ein sehr beträchtlicher Seitendruck in der Richtung des Halbmessers des Cylinders besteht, so entstebt die Frage, ob nicht der Werth von a nach Maassgabe des Seitendruckes einer Veränderung unterworfen sei; zu deren Beantwortung es an Versuchen fehlt.

4. Anwendung auf einen der Torsion nnd zugleich einem constanten Drucke an der Oberfläche ausgesetzten geraden Cylinder von kreisförmiger Grundfläche. z sei die Längenaxe, anfangend von einem nach der Richtung der z als unbeweglich angenommenen Querschnitte, dessen Mittelpunct ganz unbeweglich und Anfang der Coordinaten ist. Nimmt man an, dass jedes Theilchen einen seiner Entfernung von der Axe ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$) und seinen z proportionalen Kreisbogen, in einer mit xy parallelen Ebene, beschreibt, und sich zugleich dem Anfange der Coordinaten um eine seinem Abstande von diesem ($= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$) proportionale Grösse nähert, so ergeben sich folgende den Differential-Gleichungen 3. genügende Verschiebungen:

$$u = -tzy - ax,\quad v = tzx - ay,\quad w = -az$$

wo a und t noch zu bestimmende Constanten sind. Hieraus folgt: $X = -5Aa$, $Y = 0$, $Z = -Aty$, $X' = 0$, $Y' = -5Aa$, $Z' = Atx$, $X'' = -Aty$, $Y'' = Atx$, $Z'' = -5Aa$. Da für $y = 0$, $Z = 0$ wird, so folgt, dass der auf ein Element der Cylinderfläche wirkende Druck normal und $= -5Aa$ ist. Die Resultante von X'' und Y'' ist die Torsions-Kraft, ihre Intensität $= Atr$, und das gesammte Torsions-Moment $M = \iint Atr^3 dr d\varphi = \frac{1}{4} \pi AtR^4$, wenn R der äussere Halbmesser des (vollen) Cylinders ist; daher $t = \frac{2M}{AR^4\pi}$. Ist P der äussere Druck, so hat man nach $P = 5Aa$; hierdurch sind die Constanten a und t bestimmt. Der Winkel der Torsion Θ ist der Werth von $\frac{y}{x}$ für $y = 0$, oder von $\frac{u}{y}$ für $x = 0$; derselbe ist $\Theta = tz = \frac{2Mz}{AR^4\pi}$, also der Länge z des Cylinders direct und der vierten Potenz seines Halbmessers umgekehrt proportional, wie der Erfahrung gemäss ist. Kennt man Θ und $\frac{Mz}{R^4}$ aus Beobachtung, so ergiebt sich A. Die in der Physik von Biot mitgetheilten Torsions-Beobachtungen von Coulomb geben $A = 7493$ Kil. für Eisen, $A = 2248$ Kil. für Messing, wofür andere auf Dehnung beruhende Versuche 8000 und 2510 gegeben haben. Die durch Torsion erhaltenen Werthe verdienen vor den durch Dehnung erhaltenen den Vorzug.

5. Anwendung auf eine Kugel, deren Theile sich nach dem umgekehrten Verhältniss des Quadrates der Entfernung anziehen. Jedes Theilchen wird sich dem Mittelpuncte um eine blos von seinem Halbmesser r abhängige Grösse U nähern. Sind x, y, z die Coordinaten des Theilchens aus dem Mittelpuncte, und $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, so sind demnach die Verschiebungen $u = U\frac{x}{r}$, $v = U\frac{y}{r}$, $w = U\frac{z}{r}$. Die auf das Theilchen wirkenden Kräfte sind $X_1 = -cx$, $Y_1 = -cy$, $Z_1 = -cz$, wo c eine Constante ist. Man sieht sogleich, dass u, v, w die partiellen Ableitungen von $\int U dr$ sind; folglich $\frac{du}{dy} = \frac{dv}{dx}$, $\frac{du}{dz} = \frac{dw}{dx}$, $\frac{dv}{dz} = \frac{dw}{dy}$. Eben so sind X, Y, Z die Ableitungen von $-\frac{1}{2}cr^2$. Daher gehen die Gleichungen 3. in folgende über:

$$3\frac{d\Theta}{dx} - \frac{c}{2A} \cdot \frac{d.r^2}{dx} = 0,\quad 3\frac{d\Theta}{dy} - \frac{c}{2A} \cdot \frac{d.r^2}{dy} = 0,\quad 3\frac{d\Theta}{dz} - \frac{c}{2A} \cdot \frac{d.r^2}{dz} = 0,$$

woraus $3\Theta = \frac{c}{2A} r^2 + a$ folgt; a ist eine Constante. Nun ist $\Theta = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = \frac{dU}{dr} + \frac{2U}{r}$; folglich $\frac{dU}{dr} + \frac{2U}{r} = \frac{cr^2}{6A} + \frac{a}{3}$; woraus sich als Integral ergiebt: $U = \frac{c}{30A} r^2 + \frac{a}{9} r + \frac{b}{r^2}$, wo b die Constante. Diese muss aber, für eine volle Kugel, Null sein, damit nicht für $r = 0$, U unendlich werde. Also ist $U = \frac{c}{30A} r^2 + \frac{a}{9} r$. Für $x = R$, $y = 0$, $z = 0$, findet man $X = \frac{5Aa}{9} + \frac{11 \cdot c}{30} R^2$; nimmt man nun an, dass der Druck an der Oberfläche für $r = R$ Null ist, so muss der vorstehende Werth von X verschwinden, woraus $\frac{a}{9} = -\frac{11}{150} \cdot \frac{cR^2}{A}$ hervorgeht, und mithin U und Θ folgende Werthe erhalten:

$$U = \frac{c}{30A} \cdot r^2 - \frac{11}{150} \frac{cR^2}{A} \cdot r, \quad \Theta = \frac{c}{6A} r^2 - \frac{11}{50} \frac{cR^2}{A}.$$

Daher die Verrückungen

$$u = -\frac{cx}{30A}\left(\frac{11}{5}R^2 - x^2 - y^2 - z^2\right), v = -\frac{cy}{30A}\left(\frac{11}{5}R^2 - x^2 - y^2 - z^2\right),$$

$$v = -\frac{cz}{30A}\left(\frac{11}{5}R^2 - x^2 - y^2 - z^2\right),$$

aus welchen man für die an dem Puncte $x = r$, $y = 0$, $z = 0$ wirkende Kräfte folgende Werthe findet:

$$X = -\frac{11 \cdot c}{30}(R^2 - r^2), \quad Y' = -\frac{c}{30}(11R^2 - 7r^2),$$

$$Z'' = -\frac{c}{30}(11R^2 - 7r^2).$$

Die Tangentialkräfte sind Null. Die Resultante der an der Oberfläche wirkenden Anziehung ist cR, nennt man daher δ das Gewicht der Volumen-Einheit der Masse der Kugel, an der Oberfläche, so ist $cR = \delta$, also $c = \frac{\delta}{R}$ Der Druck in der Richtung des Halbmessers beträgt für $r = R - h$, also in der Tiefe h, $-X = \frac{11}{30}\delta\left(2h - \frac{h^2}{R}\right)$ oder für eine geringe Tiefe nahe $\frac{11}{15}\delta h$. Dagegen beträgt der Druck in einer auf dem Halbmesser senkrechten Ebene: $-Y' = \frac{\delta}{30}\left(11R - 7\frac{(R-h)^2}{R}\right) = \frac{\delta}{30}\left(4R + 14h - \frac{7h^2}{R}\right)$, also für kleine h nahe $= \frac{2}{15}\delta R$; die Theilchen in der Nähe der Oberfläche erleiden daher in der Richtung des Halbmessers nur

einen sehr kleinen, dagegen seitlich einen ausnehmend grossen Druck, der dem Gewicht einer über der gedrückten Fläche aus der Masse der Kugel errichteten Säule von der Höhe $= \frac{1}{15}$ des Halbmessers der Kugel gleichkommt.

Noch andere Anwendungen findet man in der Original-Abhandlung. Zu bemerken ist noch, dass die unter 3. angegebenen Fundamental-Gleichungen schon früher von Navier aufgestellt worden sind (Bulletin des sciences par la société philomathique pour l'année 1823, Seite 181).

---

5. Principia generalia theoriae figurae fluidorum in statu aequilibrii, auctore C. F. Gauss. Gottingae 1830.

In der von Laplace begründeten Theorie der Capillar-Erscheinungen vermisste man noch einen strengen Beweis der für die Grenze der freien Oberfläche geltenden Bedingungs-Gleichung, welchen Gauss in genannter Schrift an eine den Gegenstand in grösster Allgemeinheit umfassende Untersuchung geknüpft hat. Diese geht von der Annahme mehrerer physischer Puncte m, m′, m″,... in welchen die gleichnamigen Massen vereinigt gedacht werden, und auf welche folgende Kräfte wirken: 1. die Schwere, 2. eine gegenseitige Anziehung, welche den Massen proportional ist und für die Einheiten der Massen durch eine Function f(r) ihrer Entfernung r dargestellt wird; 3. eine Anziehung fester Puncte von den Massen M, M′, M″, ..., welche durch eine Function F(r) dargestellt wird. Bezeichnet (mm′) die Entfernung zwischen m und m′, so ist $-mm'f(m,m').\delta(m,m')$ das virtuelle Moment der auf m von m′ ausgeübten Anziehung, insofern unter $\delta(m,m')$ das auf eine Verschiebung von m bezügliche partielle Differential von (m,m′) verstanden wird; eben so ist $-mm'f(m,m').\delta'(m,m')$ das virtuelle Moment der von m′ auf m ausgeübten Anziehung, insofern $\delta'(m,m')$ sich auf eine Verschiebung von m′ bezieht; bemerkt man noch, dass die Summe $\delta(m,m') + \delta'(m,m') =$ dem vollständigen Differentiale von (m, m′), also $= d(m,m')$ ist, so ergiebt sich $-mm'f(m,m')d(m,m')$ als das gesammte virtuelle Moment der gegenseitigen Anziehung zwischen m und m′. Ferner ist $-mMF(m,M)d(m,M)$ das virtuelle Moment der von dem festen Puncte M auf m ausgeübten Anziehung; endlich $-gmdz$ das vir-

tuelle Moment des Gewichtes von m, insofern die Axe z vertical und die Richtung nach oben als die positive angesehen wird. Setzt man $-\int fx.dx = \varphi x$, $-\int Fx.dx = \Phi x$, so sieht man leicht, dass die Summe der virtuellen Momente aller auf die Puncte m, m′, m″, ... wirkenden Kräfte das Differential von folgendem mit Ω bezeichneten Ausdrucke ist, nämlich:

$$\Omega = \Sigma m\,[-gz + \tfrac{1}{2} m'\,\varphi(m,m') + \tfrac{1}{2} m''\,\varphi(m,m'') + \tfrac{1}{2} m'''\,\varphi(m,m''') + \ldots + M\,\Phi(m,M) + M'\,\Phi(m,M') + M''\,\Phi(m,M'')]$$

wo Σ die Summe aller Werthe anzeigt, welche der eingeklammerte Ausdruck erhält, wenn darin zuerst m mit m′, dann m mit m″, u. s. f. vertauscht wird. Für die Lage des Gleichgewichtes muss das Differential von Ω Null oder negativ sein, oder die Function Ω muss für keine unendlich kleine Verrückung aus der Lage des Gleichgewichtes eine positive Zunahme erhalten.

Tritt an die Stelle der getrennten Puncte M, M′, M″, ... ein den Raum S mit unveränderlicher Dichtigkeit C erfüllender Körper, so ist CdS das Massenelement desselben, und die Summe $M\,\Phi(m,M) + M'\,\Phi(m,M') + M''\,\Phi(m,M'')$ verwandelt sich in das Integral $C\int dS\,\Phi(m,dS)$, das über den ganzen Raum S auszudehnen ist; und werden noch die Puncte m, m′, m″, ... als Elemente einer mit constanter Dichtigkeit c den Raum s erfüllenden Masse angesehen, so verwandelt sich der Ausdruck Ω in folgenden:

$$\Omega = -gc\int z\,ds + \tfrac{1}{2} cc\iint ds\,ds'\,\varphi(ds,ds') + cC\iint ds\,dS\,\Phi(ds,dS). \quad 1.$$

Hier bezeichnen ds und ds′ Elemente desselben Raumes s, dessen Massentheilchen nach der Annahme einander anziehen; (ds, dS) die Entfernung zwischen einem Elemente des Raumes s und einem des Raumes S.

Die characteristische Eigenschaft flüssiger Körper besteht in der vollkommenen Beweglichkeit ihrer Theilchen, vermöge deren sie jede Gestalt annehmen können und dem kleinsten Drucke nachgeben, der ihre Gestalt zu ändern strebt. Bei der gegenwärtigen Untersuchung wird das Volumen jedes flüssigen Theilchens als unveränderlich angenommen; der Werth von Ω kann mithin nur durch Aenderung der Gestalt des von der Flüssigkeit erfüllten Raumes, dessen Volumen immer dasselbe bleibt, eine Aenderung erleiden, und muss, für das Gleichgewicht, bei unveränderlich gegebenem Volumen der Flüssigkeit, durch keine unendlich kleine Aenderung ihrer Gestalt eine Zunahme erhalten oder in diesem Sinne ein Maximum sein.

Das erste Glied in dem obigen Ausdrucke für Ω stellt das Product aus dem Gewichte der Flüssigkeit in die Tiefe ihres Schwerpunctes dar. Das zweite und das dritte Glied stellen besondere Fälle einer allgemeinen Aufgabe dar, nämlich wenn irgend zwei Räume gegeben sind, die Summe der Producte zu finden, deren jedes besteht aus einem Element des ersten Raumes, multiplicirt in ein Element des zweiten und in eine Function der Entfernung zwischen beiden Elementen. Das zweite Glied bezieht sich auf den Fall, wo beide Räume sich völlig decken, das dritte auf den Fall, wo sie ganz ausser einander liegen; im Allgemeinen können beide Räume zum Theil in, zum Theil ausser einander liegen.

Es bezeichne μ irgend einen Punct im Raume s oder ausser ihm. Um das über den ganzen Raum s sich erstreckende dreifache Integral $\int ds\, \varphi(\mu, ds)$ auf ein zweifaches zurückzuführen, sei um den Mittelpunct μ eine Kugel vom Halbmesser 1 beschrieben, von deren Oberfläche $d\Pi$ ein Element vorstelle. Beschreibt man noch um den Mittelpunct μ zwei Kugeln von den Halbmessern r und $r + dr$, welche die Pyramide P, deren Spitze μ, Grundfläche $d\Pi$, oder ihre Fortsetzung, innerhalb des Raumes s schneiden, so ist $r^2 d\Pi dr$ das zwischen diesen Kugelflächen enthaltene Element der Pyramide oder des Raumes s, und man hat, da $(\mu, ds) = r$ ist, $\int ds\, \varphi(\mu, ds) = \int r^2 d\Pi dr \,.\, \varphi r$. Liegt μ ausserhalb des Raumes s, und sind r', r'', r''', u. s. f. die Werthe von r (alle positiv zu nehmen), bei welchen die Pyramide P in den Raum s zum erstenmale eintritt, dann austritt, dann wieder eintritt, u. s. f., so erhält man, allgemein $\int r^2 \varphi r\, dr = -\psi r$ setzend, durch Integration nach r,

$$\int r^2 d\Pi dr\, \varphi r = d\Pi(\psi r' - \psi r'' + \psi r''' - \ldots)$$

Es sei ferner dt' das Element, welches die Pyramide bei ihrem Eintritt in den Raum s, also für $r = r'$, von der Oberfläche desselben abschneidet, q' der Winkel zwischen der von einem Punct von dt' nach μ gehenden Geraden r' und der in dt' nach aussen errichteten Normale der Oberfläche des Raumes s; ähnliche Bedeutung haben dt'', q'' für $r = r''$, wo nämlich der Winkel q'' wieder durch die im Element dt'' nach aussen errichtete Normale und die von dt'' nach μ gehende Gerade r'' gebildet wird, u. s. f., so hat man

$$d\Pi = + \frac{dt' \,.\, \cos q'}{r'^2} = - \frac{dt'' \,.\, \cos q''}{r''^2} = + \frac{dt''' \,.\, \cos q'''}{r'''^2} = \ldots$$

folglich das gesuchte Integral:

$$\int d\Pi(\psi r' - \psi r'' + \psi r''' - \ldots) =$$
$$\int\left(\frac{dt'.\cos q'.\psi r'}{r'r'} + \frac{dt''.\cos q''.\psi r''}{r''r''} + \frac{dt'''.\cos q'''.\psi r'''}{r'''r'''} + \ldots\right).$$

Daher ergiebt sich der Werth des über den ganzen Raum s zu erstreckenden Integrals $\int ds\,\varphi(\mu, ds)$, wenn μ ausserhalb s liegt, gleich dem über die ganze Oberfläche t des Raumes s ausszudehnenden Integrale $\int\frac{dt.\cos q.\psi r}{rr}$, wodurch das vorgelegte dreifache Integral auf ein zweifaches gebracht ist, in welchem q den Winkel zwischen der im Elemente dt der Fläche t nach aussen errichteten Normale und der von diesem Elemente nach μ gehenden Geraden r bedeutet.

Liegt μ in s, und sind r', r'', r''', ... wie oben die Werthe von r, für welche P die Oberfläche des Raumes s zum ersten, zweiten, dritten, ... Male schneidet, so giebt die erste Integration nach r:

$$d\Pi(\psi o - \psi r' + \psi r'' - \psi r''' + \ldots..)$$

und zugleich ist $d\Pi = -\frac{dt'.\cos q'}{r'r'} = +\frac{dt''.\cos q''}{r''r''} = -\frac{dt'''.\cos q'''}{r'''r'''}$ ...

folglich das gesammte Integral

$$\int ds\,\varphi(\mu, ds) = \int d\Pi.\psi o + \int\frac{dt.\cos q}{rr} = 4\pi\psi o + \int\frac{dt.\cos q.\psi r}{rr}$$

für einen innern Punct μ. Liegt μ in der Oberfläche t, so ist im vorstehenden Ausdruck $2\pi\psi o$ anstatt $4\pi\psi o$ zu setzen, wenn die Oberfläche an dieser Stelle keine Spitze oder Kante darbietet (welcher besonderen Fälle in diesem Auszuge überhaupt nicht erwähnt wird). Durch vorstehende Betrachtung wird das sechsfache Integral $\iint ds\,dS\,\varphi(ds, dS)$ auf ein fünffaches gebracht, denn man hat

$$\int ds\,\varphi(ds, dS) = \int\frac{dt.\cos q.\psi(dt, dS)}{(dt, dS)^2}, \text{ wenn dS ausserhalb s,}$$

hingegen $= 4\pi\psi o + \int\frac{dt.\cos q.\psi(dt, dS)}{(dt, dS)^2}$, wenn dS innerhalb s.

Bezeichnet daher σ den Raum, welcher beiden Räumen s und S gemeinschaftlich angehört, so ergiebt sich

$$\iint ds\,dS\,\varphi(ds, dS) = 4\pi\sigma\psi o + \iint\frac{dS.dt.\cos q.\psi(dt, dS)}{(dt, dS)^2}.$$

Zur Fortsetzung der Reduction betrachte man das dreifache Integral $\int\frac{dS.\cos q.\psi(\mu, dS)}{(\mu, dS)^2}$, in welchem μ einen Punct der Oberfläche t und q die Neigung der daselbst nach aussen errichteten Normale gegen die von μ nach dS gerichtete Gerade bezeich-

net. Denkt man sich um μ eine Kugel vom Halbmesser 1 beschrieben, und schneidet die aus der Spitze μ auf dem Elemente der Kugelfläche $d\Pi$ errichtete Pyramide die Oberfläche T des Raumes S in den Elementen dT', dT'', ..., für welche $(\mu, dS) = R$ die Werthe R', R'', ... hat, und wo Q', Q'', ... die Neigungen der nach aussen gerichteten Normalen gegen die nach μ gerichteten Geraden sind, so ist $d\Pi = \pm \frac{dT' \cos Q'}{R'R'} = \mp \frac{dT'' \cos Q''}{R''R''} = \ldots$; die oberen oder unteren Zeichen gelten je nachdem μ ausser oder in dem Raume S liegt. Da ferner $dS = R^2 d\Pi dR$, so wird $\frac{dS \cdot \cos q \cdot \psi(R)}{RR} = d\Pi dR \cos q \cdot \psi R$, und wenn man $\int dR \cdot \psi R = -\eth R$ setzt, so erhält man durch Integration nach R:

$\int \frac{dS \cdot \cos q \cdot \psi R}{RR} = d\Pi \cos q \,(\eth R' - \eth R'' + \eth R''' - \ldots)$ wenn μ ausser S liegt, oder $= d\Pi \cos q \,(\eth o - \eth R' + \eth R'' - \eth R''' \ldots)$ wenn μ in S liegt. Führt man noch für $d\Pi$ die obigen Ausdrücke, jeden an seiner Stelle ein, so ergiebt sich der Werth des dreifachen Integrals $\int \frac{dS \cdot \cos q \cdot \psi(\mu, dS)}{(\mu, dS)^2} = \int \frac{dT \cdot \cos q \cos Q \cdot \eth R}{RR}$ für ein ausser S liegendes μ, wo das Integral über die ganze Oberfläche T von S auszudehnen ist. Für ein in S befindliches μ gilt derselbe Ausdruck noch vermehrt um $\eth o \cdot \int d\Pi \cos q$. Da q die Neigung der in dem Elemente $\mu = dt$ auf der Fläche t nach aussen errichteten Normale gegen die von μ nach einem Elemente des Raumes S gezogene Gerade bedeutet, welche, wenn μ in S liegt, von diesem Puncte aus jede beliebige Richtung haben kann, so heben sich die Elemente des über die ganze Kugelfläche auszudehnenden Integrals $\int d\Pi \cdot \cos q$ paarweise auf (nämlich ihre zu q und $\pi - q$ gehörigen Werthe); folglich ist dieses Integral Null, und der für das äussere μ geltende Werth besteht auch unverändert für das innere. Liegt aber der Punct μ in der Oberfläche, so ist dem obigen Ausdrucke ebenfalls das Integral $\eth o \cdot \int d\Pi \cos q$ beizufügen, die Integration aber nur über diejenigen Elemente der Kugelfläche auszudehnen, deren von μ ausgehende Halbmesser ihren zunächst an μ liegenden Theil innerhalb S haben. Beschränken wir uns auf die Annahme, dass die Oberfläche von S und s einander in μ berühren, so ist q die Neigung eines Halbmessers gegen den in Bezug auf s nach aussen gerichteten Theil der gemeinsamen Normale beider Oberflächen; man hat ferner $d\Pi = \sin q \cdot d\psi\, dq$, und indem

man von $\psi = 0$ bis $\psi = 2\pi$ integrirt, $\int d\Pi \cos q = 2\pi \int \sin q \cos q \, dq$, welches Integral in Bezug auf q von $q = 0$ bis $q = \frac{\pi}{2}$ oder von $q = \frac{\pi}{2}$ bis $q = \pi$ zu nehmen ist, je nachdem die Flächen s und S in μ auf verschiedenen oder auf einerlei Seite ihrer gemeinsamen Berührungs-Ebene liegen, und mithin in dem ersten dieser Fälle $= +\pi$, im zweiten $-\pi$ wird.

Zusammengenommen ergiebt sich aus diesen Betrachtungen das Integral $\iint ds\, dS\, \varphi(ds, dS)$, wenn die beiden Räume s und S den Raum σ gemein haben, und wenn sie sich in der Fläche ε' von aussen, in der Fläche ε von innen berühren, folgender Werth:

$$4\pi\sigma\psi o - \pi\varepsilon\Delta o + \pi\varepsilon'\Delta o + \iint \frac{dt\, dT \cdot \cos q \cos Q \cdot \Delta(dt, dT)}{(dt, dT)^2}, \quad \text{A.}$$

welcher noch eine vierfache Integration über die Oberflächen t und T erfordert. In diesem Ausdrucke ist q die Neigung einer in dt auf t nach aussen errichteten Normale gegen die von dt nach dT gehende Gerade, und Q die Neigung der in dT auf T nach aussen errichteten Normale gegen dieselbe, aber von dT nach dt gerichtete, Gerade.

Die von Laplace der Theorie der Capillar-Erscheinungen zu Grunde gelegte Annahme ist bekanntlich diese, dass die Functionen fr und φr für jeden messbaren Werth von r verschwinden, und nur für sehr kleine r merkliche Werthe haben. Gauss bestimmt sie noch näher dahin, dass wenn M irgend eine Masse bezeichnet, wie sie in den Versuchen vorkommt und welche mithin gegen die Erdmasse verschwindet, die Intensität $= M.fr$, mit welcher diese als Punct gedachte Masse auf einen in der Entfernung r liegenden Punct anziehend wirkt, gegen die Wirkung der Schwere in diesem Puncte verschwindet, sobald r einen messbaren Werth hat. Da diese Voraussetzung nur angenähert richtig ist, so besitzt auch die darauf gegründete Theorie nicht mathematische, wohl aber solche Genauigkeit, welche den genauesten Versuchen, die man gegenwärtig anstellen kann, völlig entspricht.

Unter fr hat man nur den Theil der Anziehung zu verstehen, welcher nach Weglassung des dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportionalen Theiles übrig bleibt; denn dieser weggelassene Theil kann unter allen Umständen nur eine unmerkliche Aenderung der Schwere bewirken. Ist nämlich eine gegen die Erdmasse verschwindende gleichartige Masse M als Kugel gestaltet, so

sieht man leicht, dass ihre Anziehung auf einen Punct ihrer Oberfläche gegen die Schwere in diesem Puncte verschwindet; ferner lässt sich zeigen, dass die grösste Anziehung, welche diese Masse M nach dem Gravitationsgesetze ausüben kann, sich zu ihrer Anziehung als Kugel auf einen Punct ihrer Oberfläche wie $3 : \sqrt[3]{25}$ verhält und mithin mit dieser zugleich verschwindend klein ist. Um dieses Verhältniss zu beweisen, bemerke man, dass die Masse M, um die grösste Anziehung auszuüben, ganz auf einer Seite des angezogenen Punctes liegen muss, dass ihre Querschnitte senkrecht auf der Richtung der resultirenden Anziehung (welche die Axe der x sei) Kreise sein müssen, deren Mittelpuncte in x liegen, und dass der angezogene Punct sich in der Oberfläche des Körpers, nämlich in dessen Scheitel, befinden muss. Denn werden diese Bedingungen nicht erfüllt, so kann man allemal durch Verlegung von Theilen der Masse die Anziehung in der Richtung der Axe x vergrössern. Nimmt man den Ort des angezogenen Punctes zum Anfange der x, und bezeichnet mit r den Halbmesser des zur Abscisse x gehörigen Querschnittes, so ergiebt sich aus diesen Bedingungen für die resultirende Anziehung X, die Dichtigkeit = 1 gesetzt,

$$X = 2\pi \int_0^l \left(1 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}}\right) dx$$

wo l der Werth von x am Ende des Körpers ist. Zugleich ist $\pi \int_0^l r^2 dx$ der Ausdruck für die Masse M, oder wenn R den Halbmesser der aus der Masse M gebildeten Kugel bezeichnet, so hat man $\int_0^l r^2 dx = \frac{4}{3} R^3$, als Bedingung, unter welcher X seinen grössten Werth erhalten soll. Hieraus folgt $h^4 x^2 = (r^2 + x^2)^3$ oder $r^2 = h^{\frac{4}{3}} x^{\frac{2}{3}} - x^2$ als Gleichung für die Meridian-Curve des gesuchten Umdrehungskörpers, in welcher h eine Constante bezeichnet, und folglich:

$$X = 2\pi l \left(1 - \frac{3}{5}\left(\frac{l}{h}\right)^{\frac{2}{3}}\right), \quad \frac{3}{5} h^{\frac{4}{3}} l^{\frac{5}{3}} - \frac{1}{3} l^3 = \frac{4}{3} R^3.$$

Der grösste Werth von X findet Statt für $l = h$, $h = R \sqrt[3]{5}$, nämlich $X = \frac{4\pi R}{\sqrt[3]{25}}$. Als Kugel übt die Masse M auf einen Punct ihrer Oberfläche die Anziehung $A = \frac{4\pi R}{3}$; folglich ist $X : A = 3 : \sqrt[3]{25}$.

Versteht man daher unter fr den von der Gravitation befreiten Theil der Anziehung, so wird das Integral $\int_r^\infty fr.dr = \varphi r$ für jeden merklichen Werth von r Null sein, für unmerkliche r aber merkliche Werthe haben, die mit abnehmendem r wachsen; für $r = 0$ kann sogar $\varphi o = \infty$ sein. Setzt man ferner $\int_r^\infty r^2 \varphi r\, dr = \psi r$, oder nach Ganss genauer $\int_r^a r^2 \varphi r dr = \psi r$, wo a eine constante messbare Grösse bezeichnet, so ist ψr ebenfalls für jedes messbare r, bis znr Grenze a, unmerklich, hingegen erhält es für unmerkliche r, merkliche, und mit abnehmendem r wachsende Werthe; die Erscheinungen fordern jedoch, dass ψo einen endlichen Werth habe, den man sich als sehr gross zu denken hat. Es sei ferner $\int_r^a \psi r.dr = \Delta r$, so ist ebenfalls Δr nur für sehr kleine r merklich; ferner aber lässt sich beweisen, dass der Qnotient $\frac{\Delta r}{\psi r}$, welcher offenbar eine lineare Grösse ist, für $r = 0$ einen nnmerklichen Werth hat. Denn da ψr von ψo an so schnell abnimmt, dass es für jedes messbare r unmerklich wird, so ist der Werth von r, für welchen $\psi r = \frac{1}{2}\psi o$ wird, unmesshar klein; er sei ϱ. Nun ist $\int_\varrho^R \psi r dr = \Delta o - \Delta R$, oder $\int_\varrho^R (\psi o - \psi r)\, dr = R\psi o - \Delta o + \Delta R$. Setzt man $R = \frac{\Delta o}{\psi o}$ und nimmt an, dass R eine messhare Grösse hahe, so wäre offenbar $\int_o^R (\psi o - \psi r)\, dr > \int_\varrho^R (\psi o - \psi r)\, dr > \int_\varrho^R (\psi o - \psi \varrho)\, dr$, weil für $r > \varrho$, $\psi r < \psi \varrho$, mithin $\psi o - \psi r > \psi o - \psi \varrho$ ist; folglich wäre $\int_o^R (\psi o - \psi r)\, dr = \Delta R > (\psi o - \psi \varrho)\,(R - \varrho)$, oder weil $\psi \varrho = \frac{1}{2}\psi o$, $\Delta R > \frac{1}{2}\psi o.(R - \varrho)$, mithin ΔR eine messbare Grösse, was nicht angeht, da ΔR für ein messbares R verschwindend klein sein muss. Daher kann $R = \frac{\Delta o}{\psi o}$ keine messhare Grösse haben.

Betrachten wir zunächst das Integral $\int \frac{dt.\cos q.\cos Q.\Delta(\mu, dt)}{(\mu, dt)^2}$, in welchem μ irgend ein Element der Fläche T hezeichnet, so sind alle Elemente desselhen, welche zu einem messharen Werthe des Ahstandes (μ, dt) gehören, offenbar Null, weil für ein messbares r, $\Delta r = 0$ ist; mithin hat das vorstehende Integral nnr dann einen messbaren Werth, wenn der Punct μ von der Fläche t nnmerklich absteht, und braucht nur auf die dem Puncte μ sehr nahe

liegenden Theile von t ausgedehnt zu werden. Setzt man ferner für $\frac{dt \cdot \cos q}{(\mu, dt)^2}$ wieder $\pm d\Pi$, indem man unter $d\Pi$, wie früher, das Element einer um den Mittelpunct μ mit dem Halbmesser $= 1$ beschriebenen Kugel versteht, und von den Vorzeichen das obere oder untere nimmt, je nachdem die äussere oder innere Seite der Fläche t nach μ gekehrt ist, so verwandelt sich das obige Integral in $\int \pm d\Pi \cdot \cos Q \cdot \delta (\mu, dt)$. Liegt nun μ in der Oberfläche selbst, so ist der Raum, welchen einerseits die durch μ an t gelegte Berührungs-Ebene, andererseits die Folge der von μ nach den sehr nahe liegenden Puncten der Fläche t gezogenen und weiter verlängerten Halbmesser auf der Kugelfläche abschneidet, offenbar sehr klein, und mithin verschwindet das vorstehende Integral. Hierbei wird die Fläche in der Umgebung von μ als stetig gekrümmt angenommen.

Befindet sich dagegen μ in einer unmessbar kleinen Entfernung von t, so erhält das Integral $\int \pm d\Pi \cdot \cos Q \cdot \delta (\mu, dt)$ einen endlichen Werth. Denkt man sich von μ aus eine Normale n nach der Fläche t gezogen, setzt $(\mu, dt) = r$, und ist p die feste Gerade, welche mit r den Winkel Q einschliesst (nämlich p die in μ auf der Fläche T nach aussen errichtete Normale), so hat man $\angle (rp) = Q$, und setzt man noch $\angle (nr) = v$, $\angle (np) = k$, endlich die Neigung der Ebene nr gegen np gleich w, so folgt $\cos Q = \cos v \cos k + \sin v \sin k \cos w$, ferner $d\Pi = \sin v \cdot dw\,dv$, mithin

$$\int d\Pi \cdot \cos Q \cdot \delta r = \int (\cos v \cos k + \sin v \sin k \cos w) \sin v \cdot \delta r \cdot dv\,dw.$$

Integrirt man zuerst nach w von 0 bis 2π, so ergiebt sich der Werth: $2\pi \cos k \int \cos v \cdot \sin v \cdot \delta r \cdot dv$. Um die noch übrige Integration zu vollziehen, kann man das den Fusspunct der Normale n zunächst umgebende Theilchen der Oberfläche t, auf welches allein die Integration auszudehnen ist, als eben betrachten; bezeichnet man mit ϱ seinen kürzesten Abstand von μ, so ist $r \cos v = \varrho$, mithin $\sin v \cdot dv = \frac{\varrho\, dr}{r^2}$, daher

$$\int d\Pi \cdot \cos Q \cdot \delta r = 2\pi \varrho^2 \cos k \cdot \int \frac{\delta r \cdot dr}{r^4}$$

wo die Integration von $r = \varrho$ bis zu einem beliebig kleinen messbaren r auszudehnen ist. Wird allgemein $\int_r^s \frac{\delta r \cdot dr}{r^4} = \frac{\delta' r}{2r^3}$ gesetzt,

wo a irgend ein messbares r vorstellt, so ist $\int_{\varrho}^{\infty} \frac{\partial r \,.\, dr}{r^3} = \frac{\partial' \varrho}{2\varrho^2}$, und mithin das obige Integral $= \varkappa \cos k \,.\, \Theta' \varrho$. Daher ist

$$\int \frac{dt \,.\, \cos q \cos Q \,.\, \partial\,(dT, dt)}{(dT, dt)^3} = \int \pm d\Pi \,.\, \cos Q \,.\, \partial\,(dT, dt) = \pm \varkappa \cos k \partial' \varrho$$

wo die oberen oder unteren Zeichen gelten, je nachdem das Element $\mu = dT$ sich auf der äusseren oder inneren Seite der Fläche t, in dem unmessbar kleinem Abstande $= \varrho$ von demselben befindet, und wo k die Neigung der in dT nach aussen errichteten Normale p gegen die von dT auf t gefällte Normale n, deren Länge durch ϱ ausgedrückt wurde, bezeichnet.

Hieraus folgt weiter, dass das Integral

$$\iint \frac{dT\, dt \,.\, \cos q \,.\, \cos Q \,.\, \partial\,(dT, dt)}{(dT, dt)^3} = \int \pm \varkappa \cos k \,.\, \partial' \varrho \,.\, dT$$

nur dann einen merklichen Werth haben kann, wenn sich in unmessbar kleiner Entfernung von t ein messbarer Theil von T vorfindet. Da ein solcher von dem Parallelismus mit t nicht merklich abweichen kann, so ist für alle Puncte desselben cos k von $+1$ oder von -1 nicht merklich verschieden; je nachdem nämlich die äussere oder innere Seite von T der Fläche t zugekehrt ist. Da zugleich in dem vorstehenden Integrale das obere oder untere Vorzeichen gilt, je nachdem das entsprechende Element dT auf der äusseren oder inneren Seite von t liegt, so erhält das obige Integral den Werth $= \int \pm \varkappa \partial' \varrho \,.\, dT$, in welchem das positive Zeichen überall da gilt, wo gleichnamige, das negative, wo ungleichnamige Seiten der Fläche t und T einander zugekehrt sind. Bezeichnet man die Summe aller Theile der ersten Art, für eine beliebige der Flächen t oder T, mit τ', der anderen mit τ, so ist $+ \int \varkappa \partial' \varrho \, d\tau'$ $- \int \varkappa \partial' \varrho \, d\tau$ der Werth dieses Integrals. Setzt man diesen Werth in A., so kommt

$$\iint ds\, dS\, \varphi\,(ds, dS) = 4\pi\sigma\psi o - \varkappa\varepsilon \partial o + \varkappa\varepsilon' \partial o + \varkappa \int \partial' \varrho \, d\tau' - \varkappa \int \partial' \varrho \, d\tau.$$

Um hieraus den Werth von Ω zu bilden, bemerke man, dass für das zweite Glied des Ausdruckes Ω der Raum S mit s zusammenfällt; daher für dieses $\sigma = s$ wird, ferner $\varepsilon = t$, wo t die ganze Oberfläche von s anzeigt, endlich $\varepsilon' = 0$. Ferner ist $\tau' = 0$, wenn im Raume s keine leeren Zwischenräume oder Spalten von messbarer Ausdehnung aber unmessbar kleiner Breite vorkommen, und $\tau = 0$, wenn ϱ keinen Theil von messbarer Ausdehnung aber nur unmessbar kleiner Dicke enthält. Werden solche Fälle, in welchen

ε' und ε nicht Null sind, bei Seite gesetzt, so ergiebt sich der Werth des zweiten Gliedes in Ω gleich: $\frac{1}{2}$ cc $(4\varkappa s\psi o - \varkappa t\mathfrak{H}o)$.

Für das dritte Glied von Ω ist, da die Räume s und S (der Flüssigkeit und des Gefässes) keinen gemeinsamen Theil haben, $\sigma = 0$; ferner ist $\varepsilon = 0$, $\varepsilon' = T =$ der von der Flüssigkeit berührten Fläche des Gefässes; folglich ergiebt sich, wenn man für f, φ, ψ, $\mathfrak{H}$ die gleichnamigen grossen Buchstaben setzt, der Werth des genannten Theils von Ω gleich $\varkappa$cCTΘo. Zu diesem Werthe kommt noch das Glied $-\varkappa$cC$\int\Theta'\varrho\,.\,dT'$, wenn die Flüssigkeit für einen messbaren Theil T' der Fläche T nur eine unmerkliche Dicke hat. Setzt man, wie vorhin, diesen Fall bei Seite, so erhält Ω den Werth

$$\Omega = -gc\int z\,ds + \tfrac{1}{2}\varkappa cc\,(4s\psi o - t\mathfrak{H}o) + \varkappa cC\Theta o\,.\,T$$

wo t die ganze, T die vom Gefäss berührte Oberfläche der Flüssigkeit ist. Da das Volumen s der Flüssigkeit unveränderlich ist, so folgt, dass der Ausdruck

$$\int z\,ds + \frac{\varkappa c\,.\,\mathfrak{H}o}{2g}\,t - \frac{\varkappa C\,.\,\Theta o}{g}\,T = W$$

ein Minimum werden muss. Alle Glieder dieses Ausdruckes müssen, gleich dem ersten, von der 4ten Dimension sein; setzt man daher $\frac{\varkappa c\,.\,\mathfrak{H}o}{2g} = \alpha^2$, $\frac{\varkappa C\,.\,\Theta o}{2g} = \beta^2$, so sind α und β Linien; bezeichnet man noch mit U die freie Oberfläche der Flüssigkeit, so ist $t = T + U$, und

$$W = \int z\,ds + (\alpha^2 - 2\beta^2)\,T + \alpha^2\,U. \qquad B.$$

Aus der Bedingung, dass W ein Minimum sein muss, lässt sich die Erscheinung des Aufsteigens oder Sinkens der Flüssigkeit in Haarröhrchen leicht herleiten. Man denke sich eine gekrümmte Röhre mit zwei verticalen Schenkeln, mit Flüssigkeit gefüllt; es sei a der innere Querschnitt des einen Schenkels, oder genauer die horizontale Projection der freien Oberfläche der Flüssigkeit in diesem Schenkel, h der Umring der Fläche a, ah das Volumen der in diesem Schenkel, zwischen der freien Oberfläche und einer festen unterhalb liegenden Ebene, befindlichen Flüssigkeit, oder h die mittle Höhe der Flüssigkeit über dieser Ebene, von welcher die z anfangen; a', h', h' seien dasselbe für den anderen Schenkel. Wenn nun die Lage der Flüssigkeit eine unendlich kleine Aenderung der Art erleidet, dass beide Theile der freien Oberfläche ihre Gestalt behalten, indem vorausgesetzt wird, dass die inneren Wände beider Schenkel in der Nähe der Oberfläche der Flüssigkeit ver-

tical sind; so ist zuerst die Variation von $\int z da = ahdh + a'h'dh'$; ferner die Variation von $T : bdh + b'dh'$; endlich die Variation von U gleich Null. Daher wird

$$dW = ahdh + a'h'dh' - (2\beta^2 - \alpha^2)(bdh + b'dh').$$

Da ferner das Volumen s unverändert bleibt, so ist seine Variation $adh + a'dh' = 0$; die Verbindung dieser Gleichungen giebt, wenn zur Abkürzung $2\beta^2 - \alpha^2 = \gamma$ gesetzt wird, $h - h' = \gamma\left(\frac{b}{a} - \frac{b'}{a'}\right)$ oder

$$h - \gamma\frac{b}{a} = h' - \gamma\frac{b'}{a'}.$$

Ist die zweite Röhre so weit, dass $\frac{b'}{a'}$ wegen der Grösse von a' vernachlässigt werden kann, so kommt $h - h' = \gamma\frac{b}{a}$, woraus sich, wenn der innere Querschnitt ein Kreis ist, ein dem Durchmesser desselben umgekehrt proportionales Aufsteigen oder Sinken ergiebt. Nimmt man die Anfangs-Ebene der h so, dass $h - \gamma\frac{b}{a} = 0$, so wird auch $h' - \gamma\frac{b'}{a'} = 0$; alsdann drücken $ah = \gamma b$, $a'h' = \gamma b'$ die Mengen der Flüssigkeit aus, welche, wenn γ positiv ist, über diejenige Oberfläche gehoben sind, die in Abwesenheit aller Capillar-Anziehung für $\gamma = 0$ Statt finden würde.

Aus der Bedingung, dass W ein Minimum sein soll, lassen sich die zur Bestimmung der Gestalt der Flüssigkeit nöthigen Gleichungen entweder durch Variations-Rechnung, oder auf einem mehr geometrischen Werthe herleiten, welchem seiner Kürze wegen hier der Vorzug zu geben ist. Man denke sich die Gestalt der Flüssigkeit im Gefässe, deren freie Oberfläche mit U, vom Gefäss bedeckte mit T bezeichnet wurde, auf beliebige Weise unendlich wenig geändert; es seien U', T' die freie und die bedeckte Oberfläche nach dieser Aenderung. Die Grenzlinie zwischen U und T, oder der Umring von U, heisse P, der Umring von U' heisse P'. In einem beliebigen Puncte p von U ziehe man die Normale n auf U, ferner ziehe man aus p auf der Fläche U zwei unendlich kleine Linear-Elemente $pg = dl$, $pg' = dl'$, das eine in der Richtung der grössten, das andere in der Richtung der kleinsten Krümmung, welche mithin senkrecht auf einander stehen; so ist $dU = dl \cdot dl'$ ein Element der Fläche U. Es seien m und m' die zu den Linear-Elementen dl und dl' gehörigen Krümmungsmittelpuncte in n, $mp = R$ $m'p = R'$ die Krümmungshalbmesser, positiv zu nehmen, wenn die

convexe Seite der Fläche U in p nach aussen gekehrt ist, und man nenne $\varkappa$, γ, γ' die Puncte, in welchen die Fläche U' durch die nöthigenfalls verlängerten Geraden n, mg, m'g' getroffen wird, oder da eine in der Grenze P errichtete Normale an der Fläche U' vorbeigehen kann, ohne sie zu treffen, so denke man sich in den Puncten von P' berührende Ebenen an U' gelegt; die Normale n wird alsdann die durch diese Berührungs-Ebenen gebildete Fortsetzung der Fläche U', und zwar in einem der Grenzcurve P' unendlich nahen Puncte $\varkappa$, treffen. Setzt man $\varkappa\gamma = d\lambda$, $\varkappa\gamma' = d\lambda'$, endlich das Element der Normale $p\varkappa = \delta n$, wobei δn positiv oder negativ zu nehmen ist, je nachdem $p\varkappa$ ausserhalb oder innerhalb des von der Flüssigkeit erfüllten Raumes liegt; so ist, weil die Flächen U und U' in den Puncten p und $\varkappa$ unendlich nahe parallel sind, $R : R + \delta n = dl : d\lambda$, oder $d\lambda = dl\left(1 + \frac{\delta n}{R}\right)$, und auf gleiche Weise $d\lambda' = dl'\left(1 + \frac{\delta n}{R'}\right)$, mithin $d\lambda . d\lambda' = dl . dl'\left(1 + \frac{\delta n}{R}\right) \times \left(1 + \frac{\delta n}{R'}\right)$, oder mit Weglassung der zweiten Potenz von δn, $d\lambda . d\lambda' = dU + \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) \delta n . dU$. Das doppelte Integral $\int d\lambda . d\lambda'$, über die gesammte Oberfläche U ausgedehnt, ist gleich dem Theil der Oberfläche U', welcher von den von U ausgehenden Normalen getroffen wird, und mit A bezeichnet werde, vermehrt um den von jenen Normalen getroffenen Theil der oben bezeichneten Fortsetzung von U, welcher einen unendlich schmalen, an einem Theil der Grenz-Curve P', und zwar in Bezug auf die Fläche U' nach aussen liegenden Streifen B bildet. Es sei noch C der von den Normalen nicht getroffene Theil von U', welcher einen an dem übrigen Theil von P' innerhalb liegenden unendlich schmalen Streifen bildet, so hat man $U' = A + C$ und

$$\int d\lambda\, d\lambda' = U + \int dU\, \delta n \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) = A + B$$

folglich $U' - U = \delta U = \int dU\, \delta n \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) + C - B.$

In irgend einem Puncte μ der Curve P lege man die Berührungs-Ebene an U, und ziehe senkrecht auf der Tangente an P in μ, in der Berührungs-Ebene, eine von μ in Bezug auf die Fläche U nach innen gerichtete Gerade a. Ferner ziehe man, ebenfalls senkrecht auf der Tangente an P in μ, in der Berührungs-Ebene der Gefässwand eine gerade Linie b, welche von μ in Bezug auf

den Raum der Flüssigkeit nach aussen gerichtet sei; es sei i der Winkel zwischen a und b, also i die Neigung der Wand gegen die freie Oberfläche der Flüssigkeit, im Puncte μ. Es sei μ' ein dem Puncte μ unendlich nahe liegender Punct von P', das lineare Element $\mu\mu'$ sei $= \delta e$, und k seine Neigung gegen die Richtung von b, Δ seine Neigung gegen a. Da die Ebene der Geraden a, b oder die Normal-Ebene der Curve P senkrecht steht auf der Berührungs-Ebene der Wand, in welcher nicht allein die Gerade b, sondern auch das Linear-Element $\delta e = \mu\mu'$ liegt, weil der Punct μ' der Curve P' unendlich nahe bei μ und, wie dieser Punct, in der Wand des Gefässes liegt, so geben die Richtungen δe, a, b ein rechtwinkliches sphärisches Dreieck, in welchem $\angle(\delta e, a) = \Delta$ die Hypotenuse, $\angle(\delta e, b) = k$, $\angle(a, b) = i$ die Catheten sind; daher ist $\cos\Delta = \cos k \cos i$. Nun ist $\delta e \,.\, \cos\Delta$ die Projection von δe auf a, mithin $\delta e \,.\, \cos\Delta \,.\, dP$ ein Element des Streifens B oder C, je nachdem Winkel Δ spitz oder stumpf ist. Folglich ist $C - B = -\int dP \,.\, \delta e \,.\, \cos\Delta = -\int dP \,.\, \delta e \,.\, \cos k \cos i$, die Integration über den ganzen Umring P ausgedehnt. Demnach ist die Variation von U

$$\delta U = U' - U = \int dU\, \delta n \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) - \int dP \,.\, \delta e \,.\, \cos k \cos i.$$

Ferner ist $\delta e \,.\, \cos k$ die Projection von δe auf die Richtung von b, welche auf der Richtung des Elementes dP der Curve P senkrecht steht, und wie dieses in der Berührungs-Ebene der Wand liegt; folglich ist $\delta e \,.\, \cos k \,.\, dP$ das Element der Variation, welche die bedeckte Oberfläche T der Flüssigkeit erleidet, oder es ist

$$\delta T = \int dP \,.\, \delta e \,.\, \cos k$$

wo die Integration sich über den Umring P erstreckt. Endlich ist $dU \,.\, \delta n$ der Inhalt eines über der Grundfläche dU errichteten Prismas von der Höhe δn, also das Element der Variation des von der Flüssigkeit erfüllten Raumes s, und da der zu demselben gehörige Werth von z dem zum Flächen-Elemente dU gehörigen z unendlich nahe gleich ist, so ist $z dU \delta n$ das Element der Variation von $\int z ds$, oder $\delta \int z ds = \int z dU \delta n$, das Integral über U ausgedehnt. Das Integral $\int dU \,.\, \delta n$ stellt die Variation des Raumes s vor, und muss daher $= 0$ sein, also ist $\delta s = \int dU \,.\, \delta n = 0$. Diese Werthe geben für $\delta W = \delta \int z ds + (\alpha^2 - 2\beta^2)\,\delta T + \alpha^2 \delta U$ den Ausdruck

$$\delta W = \int dU \delta n \left[z + \alpha^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)\right] - \int dP \,.\, \delta e \cos k \left\{\alpha^2 \cos i + 2\beta^2 - \alpha^2\right\}.$$

Da δW nicht negativ werden darf, wie man auch die unendlich

kleinen Variationen δn und δe wähle, so muss der Ausdruck $z + \alpha^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ unveränderlich sein; denn wäre er es nicht, so könnte man jedenfalls, ohne die Grenzcurve P zu ändern, also $\delta e = 0$ setzend, die Variationen δn so wählen, dass δW einen negativen Werth erhielte. Ist aber $z + \alpha^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) = C$, so wird, weil $\int dU \,.\, \delta n = 0$, $\delta W = -\int dP \,.\, \delta e \,.\, \cos k \left\{\alpha^2 \cos i + 2\beta^2 - \alpha^2\right\}$, und da $\delta e \,.\, \cos k$ immer noch ganz willkürlich bleibt, so muss, wenn δW nicht negativ soll werden können, $\alpha^2 \cos i + 2\beta^2 - \alpha^2 = 0$ oder $\sin \frac{1}{2} i = \frac{\beta}{\alpha}$ sein. Lässt man die z in der horizontalen Normal-Fläche anfangen (d. h. in der Ebene, welche die Oberfläche der Flüssigkeit bilden würde, wenn keine Capillar-Anziehung Statt fände), so wird die obige Constante $C = 0$, und man erhält für die Oberfläche folgende Gleichungen:

$$z + \alpha^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) = 0 \text{ und } \sin \tfrac{1}{2} i = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Die Constanten α und β hängen von den Functionen f und F ab, und können als ein Maass der Intensität der Anziehung zwischen den Theilen der Flüssigkeit unter sich und gegen die Theile des Gefässes betrachtet werden. Wenn $\beta > \alpha$, also die Anziehung des Gefässes gegen die Flüssigkeit grösser ist als die Anziehung zwischen den Theilen der Flüssigkeit, so kann die Gleichung $\alpha \sin \frac{1}{2} i = \beta$ nicht bestehen. In diesem Falle giebt es keine bestimmte Gestalt des Gleichgewichtes; denn denkt man sich neben der Flüssigkeit noch eine sehr dünne Schicht über einen Theil der Wand, dessen Fläche T' sei, ausgebreitet, so ist T' die Zunahme der bedeckten Oberfläche T und zugleich erleidet auch die freie Oberfläche U nahe dieselbe Zunahme T'. Der Ausdruck $W = \int z ds + (\alpha^2 - 2\beta^2)\, T + \alpha^2 U$ verwandelt sich dann in folgenden, der desto genauer ist, je dünner die hinzugefügte Schicht, nämlich $W' = \int z ds + (\alpha^2 - 2\beta^2)\,(T + T') + \alpha^2 (U + T')$, und da das Integral $\int z ds$ in beiden nahe denselben Werth vorstellt, so wird $W' - W = 2(\alpha^2 - \beta^2)\, T'$, also da $\beta^2 > \alpha^2$, $W' < W$, also wird durch die Annahme einer weiteren Ausbreitung der Flüssigkeit auf der Wand des Gefässes, W vermindert. Ist aber die ganze Wand des Gefässes mit einer unmerklich dünnen Schicht der Flüssigkeit benetzt, so kann man in den Gleichungen für die Oberfläche $\beta = \alpha$ setzen, indem alsdann die benetzende Schicht als Ober-

fläche der Wand sich ansehen lässt. Alsdann wird $\sin \frac{1}{2} i = 1$, oder $i = \pi$; also berührt die freie Oberfläche der Flüssigkeit die Wand des Gefässes.

Die gefundenen Resultate setzen völlig freie Beweglichkeit der flüssigen Theilchen voraus. Diese findet im Innern der Flüssigkeit und an ihrer freien Oberfläche viel mehr statt, als an der Wand des Gefässes, wenn diese troken ist. Die freie Oberfläche wird daher unter allen Umständen eine der Gleichung $z + \alpha^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) = C$ entsprechende Gestalt haben, wenn die Flüssigkeit in Ruhe ist; aber die andere Bedingung für die Grenze braucht noch nicht erfüllt zu sein, weil, wenn die erste Bedingung erfüllt ist, der Uebergang zum Minimum von W nicht ohne Verschiebung der an der Wand befindlichen Theilchen geschehen kann, welcher die Reibung Widerstand leistet. Man bemerkt daher bei benetzten Wänden grössere Uebereinstimmung der Erscheinungen mit obigen Formeln, als bei trocknen, weil an jenen die Theile der flüssigen Masse leichter fortgleiten, als an diesen.

Aus Beobachtungen an benetzten Gefässen lässt sich der Werth von α herleiten. Nach den Versuchen von Laplace ergiebt sich für Wasser bei der Temperatur von 8°,5 Cent. $\alpha = 2{,}7509$ Millim., für Weingeist vom specifischen Gewichte 0,81961, $\alpha = 1{,}7447$ Mm., für Terpentinöl bei 8° C. $\alpha = 1{,}818$; für Quecksilber bei 10° C. $\alpha = 1{,}803$. Die Temperatur scheint auf die Werthe von α nur in so weit Einfluss zu haben, als sie die Dichte der Flüssigkeit ändert, welcher der Werth von α^2 proportional ist.

Wir besitzen noch eine Bearbeitung dieses Gegenstandes in der Nouvelle théorie de l'action capillaire par S. D. Poisson, Paris 1831, welche sich besonders durch genaues Eingehen in viele einzelne Erscheinungen auszeichnet, einen zusammenfassenden Auszug aber nicht leicht gestattet; daher ich nur über einen in dieser Schrift besonders hervorgehobenen Punct eine Bemerkung machen will, zu welcher die Pflicht eines Berichterstatters mich nöthigt. P. tadelt nämlich, dass man die Aenderung nicht in Rechnung gebracht habe, welcher die Dichtigkeit des flüssigen Körpers an seiner Oberfläche unterworfen sei, und behauptet, dass, wenn dieselbe vernachlässigt wird, die freie Oberfläche eben und wagerecht bleiben und weder Hebung noch Senkung der Flüssigkeit eintreten werde (Vgl. z. B. S. 6 der Vorrede). Der Beweis für diese der bisherigen

kleinen Variationen δn und δe wähle, so muss der Ausdruck $z + a^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ unveränderlich sein; denn wäre er es nicht, so könnte man jedenfalls, ohne die Grenzcurve P zu ändern, also $\delta e = 0$ setzend, die Variationen δn so wählen, dass δW einen negativen Werth erhielte. Ist aber $z + a^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) = C$, so wird, weil $\int dU . \delta n = 0$, $\delta W = -\int dP . \delta e . \cos k \left\{a^2 \cos i + 2\beta^2 - a^2\right\}$, und da $\delta e . \cos k$ immer noch ganz willkührlich bleibt, so muss, wenn δW nicht negativ soll werden können, $a^2 \cos i + 2\beta^2 - a^2 = 0$ oder $\sin \frac{1}{2} i = \frac{\beta}{a}$ sein. Lässt man die z in der horizontalen Normal-Fläche anfangen (d. h. in der Ebene, welche die Oberfläche der Flüssigkeit bilden würde, wenn keine Capillar-Anziehung Statt fände), so wird die obige Constante C=0, und man erhält für die Oberfläche folgende Gleichungen:

$$z + a^2\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) = 0 \text{ und } \sin\tfrac{1}{2} i = \frac{\beta}{a}.$$

Die Constanten a und β hängen von den Functionen f und F ab, und können als ein Maass der Intensität der Anziehung zwischen den Theilen der Flüssigkeit unter sich und gegen die Theile des Gefässes betrachtet werden. Wenn $\beta > a$, also die Anziehung des Gefässes gegen die Flüssigkeit grösser ist, als die Anziehung zwischen den Theilen der Flüssigkeit, so kann die Gleichung $a \sin \frac{1}{2} i = \beta$ nicht bestehen. In diesem Falle giebt es keine bestimmte Gestalt des Gleichgewichtes; denn denkt man sich neben der Flüssigkeit noch eine sehr dünne Schicht über einen Theil der Wand, dessen Fläche T' sei, ausgebreitet, so ist T' die Zunahme der bedeckten Oberfläche T und zugleich erleidet auch die freie Oberfläche U nahe dieselbe Zunahme T'. Der Ausdruck $W = \int z ds + (a^2 - 2\beta^2) T + a^2 U$ verwandelt sich dann in folgenden, der desto genauer ist, je dünner die hinzugefügte Schicht, nämlich $W' = \int z ds + (a^2 - 2\beta^2)(T + T') + a^2 (U + T')$, und da das Integral $\int z ds$ in beiden nahe denselben Werth vorstellt, so wird $W' - W = 2(a^2 - \beta^2) T'$, also da $\beta^2 > a^2$, $W' < W$, also wird durch die Annahme einer weiteren Ausbreitung der Flüssigkeit auf der Wand des Gefässes, W vermindert. Ist aber die ganze Wand des Gefässes mit einer unmerklich dünnen Schicht der Flüssigkeit benetzt, so kann man in den Gleichungen für die Oberfläche $\beta = a$ setzen, indem alsdann die benetzende Schicht als Oberfläche der Wand sich ansehen lässt. Alsdann wird $\sin \frac{1}{2} i = 1$,

oder $i = \pi$; also berührt die freie Oberfläche der Flüssigkeit die Wand des Gefässes.

Die gefundenen Resultate setzen völlig freie Beweglichkeit der flüssigen Theilchen voraus. Diese findet im Innern der Flüssigkeit und an ihrer freien Oberfläche viel mehr statt, als an der Wand des Gefässes, wenn diese trocken ist. Die freie Oberfläche wird daher unter allen Umständen eine der Gleichung $z + \alpha^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) = C$ entsprechende Gestalt haben, wenn die Flüssigkeit in Ruhe ist: aber die andere Bedingung für die Grenze braucht noch nicht erfüllt zu sein, weil, wenn die erste Bedingung erfüllt ist, der Uebergang zum Minimum von W nicht ohne Verschiebung der an der Wand befindlichen Theilchen geschehen kann, welcher die Reibung Widerstand leistet. Man bemerkt daher bei benetzten Wänden grössere Uebereinstimmung der Erscheinungen mit obigen Formeln, als bei trocknen, weil an jenen die Theile der flüssigen Masse leichter fortgleiten, als an diesen.

Aus Beobachtungen an benetzten Gefässen lässt sich der Werth von α herleiten. Nach den Versuchen von Laplace ergiebt sich für Wasser bei der Temperatur von 8°,5 Cent. $\alpha = 2{,}7509$ Millim., für Weingeist vom specifischen Gewichte 0,81961, $\alpha = 1{,}7447$ Mm., für Terpentinöl bei 8° C. $\alpha = 1{,}818$; für Quecksilber bei 10° C. $\alpha = 1{,}803$. Die Temperatur scheint auf die Werthe von α nur in so weit Einfluss zu haben, als sie die Dichte der Flüssigkeit ändert, welcher der Werth von α^2 proportional ist.

Wir besitzen noch eine Bearbeitung dieses Gegenstandes in der Nouvelle théorie de l'action capillaire par S. D. Poisson, Paris 1831, welche sich besonders durch genaues Eingehen in viele einzelne Erscheinungen auszeichnet, einen zusammenfassenden Auszug aber nicht leicht gestattet; daher ich mich hier nur auf eine Bemerkung über die Polemik, welche der berühmte Verfasser gegen die bisherige Theorie richtet, beschränken will. Poisson tadelt nämlich, dass man die Aenderung nicht in Rechnung gebracht habe, welcher die Dichtigkeit des flüssigen Körpers an seiner Oberfläche und im Innern unterworfen sei, und behauptet, dass, wenn dieselbe vernachlässigt wird, die freie Oberfläche eben und wagerecht bleiben und weder Hebung noch Senkung der Flüssigkeit eintreten werde (vgl. z. B. S. 6 der Vorrede). Der Beweis für diese der bisherigen Theorie widersprechende Behauptung geht von folgender Betrachtung aus (S. 18 u. f.):

Es sei AOB (Fig. 3.) die freie Oberfläche der Flüssigkeit in der Röhre AA'B'B, ω ein Element derselben in O, OE ein flüssiger Cylinder normal auf der Fläche, dessen Grundfläche ω; CD sei die Berührungs-Ebene der Fläche in O; O' ein beliebiger Punkt des Cylinders in der verticalen Tiefe $= \alpha$ unter O, und C'D' eine durch O' gehende mit CD parallele Ebene. Auf diesen Cylinder OO' wirken in der Richtung von O nach O' folgende Kräfte: die Anziehung des Meniscus, welche mit μ bezeichnet und gefunden wird $\mu = -\frac{1}{2}H\left(\frac{1}{\lambda}+\frac{1}{\lambda'}\right)$, wo λ und λ' die Krümmungshalbmesser sind, die für eine concave Oberfläche als positiv angesehen werden. Die Constante H hängt von der Anziehung φr zwischen den Theilen der Flüssigkeit ab, und findet sich: $H = \frac{1}{2}\pi\varrho^2\int_{\cdot}^{\infty} r^4\,\varphi r\,dr$, ϱ ist die Dichte der Flüssigkeit, auf deren Veränderung hier keine Rücksicht genommen wird. Ferner wirkt auf den Cylinder die Anziehung der unter C'D' befindlichen Flüssigkeit; ihre Intensität wird gefunden $K = \frac{2\pi\varrho^2}{3} \times \int_{\cdot}^{\infty} r^3\,\varphi r\,dr$; die Wirkung der zwischen CD und C'D' enthaltenen, den Cylinder umgebenden Flüssigkeit, in der Richtung OO', ist Null; es wirkt noch das Gewicht des Cylinders OO', nach der Richtung desselben gemessen, mit der Intensität $g\varrho\alpha$, endlich noch der Luftdruck Π in O. Alle diese Kräfte sind auf die Flächeneinheit zurückgeführt. Poisson sagt, für das Gleichgewicht des Cylinders OO' müsse die Summe dieser Kräfte Null sein, und erhält dann folgende Gleichung: $K + \mu + g\varrho\alpha + \Pi = 0$ oder $K = -\Pi - g\varrho\alpha + \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{\lambda}+\frac{1}{\lambda}\right)$ (S. 19.), auf welche dann weitere Betrachtungen gegründet werden.

Die Annahme einer unveränderlichen Dichtigkeit, mit welcher die frühere Theorie sich begnügt hatte, würde durch vorstehende Gleichung unmittelbar widerlegt sein, wenn diese wirklich aus jener folgte. Denn da sich α auf einen beliebigen Punkt O' des Cylinders OE bezieht, indem es den verticalen Höhen-Unterschied zwischen O und O' bedeutet, so ist es eine willkührliche oder veränderlichen Grösse; hingegen sind die übrigen in der Gleichung vorkommende Grössen entweder absolut constant, wie K, H, Π, g, ϱ, oder wenigstens für denselben Cylinder OE constant, wie λ und λ'; folglich würde sich aus dieser Gleichung ein constanter Werth für α ergeben, welcher offenbar unzulässig ist. Auch betrachtet

Poisson den Werth von α in dieser Gleichung als willkührlich, indem er aus ihr den Schluss zieht, dass K eine im Allgemeinen negative Grösse sei, welche hauptsächlich vom Drucke Π und von der Tiefe des Punctes O′ abhänge, dem sie entspricht. Also wäre dann K veränderlich, da doch sein Werth konstant und schon vorher angegeben ist. Ganz dieselbe Einwendung lässt sich auch gegen eine im weiteren Verlaufe S. 20. Z. 8. v. u. aufgestellte Gleichung machen. Der innere Widerspruch, welchen hiernach diese Gleichungen darbieten, scheint lediglich in einer mangelhaften statischen Betrachtung seinen Grund zu haben, denn für das Gleichgewicht des Cylinders ist nicht erforderlich, dass die Summe der oben aufgezählten von O nach O′ gerichteten Kräfte, nämlich $K + \mu + g\varrho\alpha + \Pi$ gleich Null sei, sondern nur, dass sie dem Gegendruck gleich sei, welcher in O′ auf die flüssige Säule wirkt. Poisson scheint anzunehmen, dass ein solcher Gegendruck aus der bisherigen Theorie sich nicht ergeben, weil derselbe das Dasein einer abstossenden Kraft voraussetzt, während die Theorie nur anziehende Kräfte annimmt; wobei jedoch unberücksichtigt geblieben ist, dass die Annahme einer constanten Dichtigkeit die Voraussetzung einer abstossenden Kraft schon in sich einhüllt. So viele Anerkennung daher der von Poisson gemachte Versuch verdient, jene Annahme constanter Dichtigkeit durch Einführung passender Hypothesen über die zwischen den Molecülen wirkenden abstossenden Kräften nicht allein zu ersetzen, sondern auch darüber hinauszugehen, und die durch den veränderlichen Druck hervorgebrachten Aenderungen der Dichtigkeit, welche die bisherige Theorie wegen der geringen Compressibilität der tropfbaren Flüssigkeit bei der Erklärung der Capillaritäts-Erscheinungen unberücksichtigt liess, ebenfalls noch in die Rechnung einzuführen, so kann doch die Behauptung, dass aus der bisherigen Theorie die Erscheinungen der Capillarität gar nicht folgen, nicht als begründet anerkannt werden.

---

6. Ueber das Gleichgewicht eines an einem Faden hängenden und in gleichförmige Drehung versetzten Körpers.

Eine Beobachtung Gregory's, von welcher im 3. Bande der Correspondance mathématique et physique de Bruxelles die Rede

ist, hat Pagani zuerst im 4. Bande dieser Zeitschrift und nachher in grösserer Allgemeinheit im 19. Bande des Journals f. Math. von Crelle (S. 185) behandelt. Sie betrifft das Gleichgewicht von Körpern, die an einem Faden hängen, welcher an die verticale Axe eines sich gleichförmig drehenden Rades befestigt ist. Indem der Faden sich um seine anfänglich verticale Mittellinie zu drehen genöthigt wird, muss auch der daran gebundene Körper anfangen, sich um die den Aufhängepunct mit dem Schwerpunct verbindende Gerade zu drehen. Fiele diese gerade Linie mit einer der durch den Schwerpunct gehenden Hauptaxen zusammen, so wären die Schwungkräfte um diese Axe im Gleichgewichte und mithin bliebe sie vertical. Wenn aber diese gerade Linie, welche wir hier die Axe des Körpers nennen wollen, keine der durch den Schwerpunct gehenden Hauptaxen ist, oder wenn in den Fällen, in welchen diese Axe eine Hauptaxe ist, wie z. B. bei einer hängenden gleichartigen Kugel, der Schwerpunct im Anfange der Bewegung durch eine äussere Kraft ein wenig von der Verticalen abgelenkt wird, so heben sich die Schwungkräfte nicht mehr auf, und der Körper nimmt, wenn der Beharrungstand eingetreten ist, eine Stellung an, in welcher sein Gewicht mit der Wirkung der Schwungkräfte und der Spannung des Fadens im Gleichgewicht ist. Es sei Ox (Fig. 4.) die Drehungsaxe, OA der Faden, AB die Axe, G der Schwerpunct, A der Aufhängepunct des Körpers, so dreht sich im Beharrungstande, wenn der Körper zu beiden Seiten der Ebene OAB symmetrisch vorausgesetzt wird, die Ebene OAB um die Axe Ox, welche von der Axe des Körpers AB in einem unveränderlichen Puncte C geschnitten wird. Man nehme O zum Anfange der Coordinaten, Ox zur Axe der x, die y senkrecht darauf in der Ebene AOB, und senkrecht auf dieser die z. Es sei ϑ die gegebene Winkelgeschwindigkeit, a die Entfernung AG, GC $= \varepsilon$, $\angle$ ACO $= \alpha$, m die Masse des Körpers, gm $=$ P sein Gewicht, so sind o, $\vartheta^2 y\,dm$, $\vartheta^2 z\,dm$ die Componenten der Schwungkraft im Puncte x, y, z, nach diesen Axen, und mithin sind $X = 0$, $Y = \vartheta^2 \int y\,dm = \varepsilon \sin\alpha\,\vartheta^2 . m$, $Z = \vartheta^2 \int z\,dm = 0$ die Componenten der Mittelkraft aus allen Schwungkräften. Nennt man noch ω den Querschnitt, $\tau\omega$ die Spannung des Fadens in einem beliebigen Puncte, T den Werth von τ in A, β die Neigung von T gegen die Axe x, so hat man

$$P = T\omega \cos\beta,\quad P\varepsilon \sin\alpha\,.\,\vartheta^2 = gT\omega \sin\beta. \qquad 1.$$

Bildet man ferner nach dem Schema $\Sigma (Xy - Yx) = 0$ die Relation für das Gleichgewicht der Momente, so ergiebt sich $-\omega^2 \int xy\,dm$ als Moment der Schwungkräfte und man erhält folgende Gleichung, in welcher $OC = h$ gesetzt ist:

$$P_\varepsilon \sin\alpha + \omega^2 \int (h - x)\, y\, dm = (\alpha + \varepsilon)\, T_\omega \sin(\alpha + \beta).$$

Die Momente in den Ebenen yz, xz sind Null, da namentlich wegen der vorausgesetzten Symmetrie das Moment der Schwungkraft in der Ebene xz, nämlich $\omega^2 \int xz\,dm$, verschwindet. Um das Integral in vorstehender Gleichung zu entwickeln, nehme man in dem Körper ein zweites System rechtwinklicher Coordinaten an, deren Anfang der Schwerpunct G sei; GA sei die Axe der u, senkrecht auf dieser in der Ebene OAB die v; so ist

$$h - x = (u + \varepsilon)\cos\alpha + v\sin\alpha,\quad y = (u + \varepsilon)\sin\alpha - v\cos\alpha,$$

folglich $(h - x)\, y = [(u + \varepsilon)^2 - v^2]\sin\alpha\cos\alpha - (u + \varepsilon)\, v\cos 2\alpha.$

Da nun der Anfang der u, v im Schwerpuncte des Körpers liegt, so ist $\int u\,dm = 0$, $\int v\,dm = 0$; setzt man noch $\int u^2\,dm = A$, $\int v^2 dm = B$, $\int uv\,dm = C$, so kommt

$$\int (h - x)\, y\, dm = (\varepsilon^2 m + A - B)\sin\alpha\cos\alpha - C\cos 2\alpha.$$

Setzt man diesen Werth in obige Gleichung, und schafft aus derselben noch mittels der Gleichungen 1. die Grössen $T\sin\beta$, $T\cos\beta$ weg, so kommt, nach gehörigem Aufheben:

$$g\,[(A - B)\sin\alpha\cos\alpha - C\cos 2\alpha]\,\omega^2 = (g + \varepsilon\omega^2\cos\alpha)\,aP\sin\alpha. \quad 2.$$

Hierzu kommen noch die Gleichungen für den biegsamen Faden, nämlich $d\left(\tau\frac{dx}{ds}\right) + g\varrho ds = 0$, $d\left(\tau\frac{dy}{ds}\right) + \varrho\omega^2 y ds = 0$, in welchen ϱ die Dichtigkeit des Fadens bedeutet. Aus diesen ergeben sich folgende Integrale, die man auch nach allgemein bekannten Sätzen unmittelbar aufstellen kann, nämlich:

$$\tau\frac{dx}{ds} + g\varrho s = T\cos\beta + g\varrho l \qquad 3.$$

wo $l = OA$ die Länge des Fadens, s einen Bogen desselben von O an ausdrückt. Ferner:

$$\tau + g\varrho x + \tfrac{1}{2}\varrho\omega^2 y^2 = K \qquad 4.$$

wo K eine Constante, die auch durch die Coordinaten von A folgendermassen ausgedrückt wird:

$$K = T + g\varrho\,[h - (a + \varepsilon)\cos\alpha] + \tfrac{1}{2}\varrho\omega^2 (a + \varepsilon)^2 \sin\alpha^2.$$

Für die Fadencurve erhält man folgende Gleichung aus 3. und 4., nämlich:

$$\frac{ds}{dx} = \frac{K - g\varrho x - \frac{1}{2}\varrho\omega^2 y^2}{T\cos\beta + g\varrho\,(l - s)}. \qquad 5.$$

Aus dieser Gleichung, verbunden mit $ds^2 = dx^2 + dy^2$, ergeben sich y und s in x ausgedrückt, wobei die Constanten so zu nehmen sind, dass für $x = 0$ auch y und s verschwinden. Setzt man demgemäss $y = fx$, $s = \varphi x$, so folgen noch zwei Gleichungen, indem man für x, y, s ihre auf den Punct A bezüglichen Werthe einsetzt, nämlich

$(a + \varepsilon) \sin \alpha = f[h - (a + \varepsilon) \cos \alpha]$ und $l = \varphi[h - (a + \varepsilon) \cos \alpha]$. 6.

Die fünf Gleichungen unter 1. 2. und 6. enthalten eben so viele unbekannte Constanten, nämlich α, ε, h, β, T, welche durch sie völlig bestimmt werden. Ihre Werthe in $y = fx$ eingesetzt, geben dann die vollständig bestimmte Fadencurve, deren Differentialgleichung jedoch so verwickelt ist, dass sich eine endliche Gleichung aus ihr nicht allgemein darstellen lässt. Gestattet man sich die Masse des Fadens ganz zu vernachlässigen, so ist $q = 0$ zu setzen und man erhält für die Gestalt desselben eine gerade Linie; nämlich $x = s \cdot \cos \beta$, $y = s \cdot \sin \beta$, ferner $\tau = K = T$; und

$h - (a + \varepsilon) \cos \alpha = l \cos \beta$, $(a + \varepsilon) \sin \alpha = l \sin \beta$. (nach 6.)

Ferner folgt aus 1. durch Elimination von T, $\mathfrak{d}^2 \cdot \varepsilon \sin \alpha = g \cdot \mathrm{tg} \beta$. Nimmt man noch an, dass die Axe n des Körpers eine Hauptaxe ist, so ist $C = 0$ und man erhält aus 2.

$$g (A - B) \mathfrak{d}^2 \cos \alpha = (g + \varepsilon \mathfrak{d}^2 \cos \alpha) Pa.$$

Diese vier Gleichungen geben unter den angezeigten Voraussetzungen, und wenn die Werthe von A und B der Gestalt des Körpers gemäss bestimmt sind, die vier Constanten α, β, ε, h.

Das Vorstehende giebt eine Uebersicht der Aufgabe, aus welcher sich die Anwendungen auf einzelne Fälle leicht entnehmen lassen; man findet deren mehrere in der genannten Abhandlung von Pagani. In dieser wird auch die Gestalt untersucht, welche eine am Faden hängende in sich geschlossene Kette annimmt, wenn sie einer gleichförmigen Drehung unterworfen ist und sich im Beharrungstande befindet. Indem sie sich öffnet, erhält ihr grösster Durchmesser etwa die Lage AB der vorigen Figur. Nimmt man C zum Anfang der Coordinaten, CA zur Axe der u, senkrecht darauf in der Ebene OAB die v, und senkrecht auf beiden w, und nennt t die Spannung im Puncte u, v, w, kds ein Element der Masse der Kette, von der Länge ds, wo k eine Constante, so ergeben sich, wenn man die bekannten Grundformeln für den biegsamen Faden auf die hier vorliegenden Kräfte anwendet, folgende Differential-Gleichungen:

$$d\left(t\frac{du}{ds}\right) + \{(u\sin\alpha + v\cos\alpha)\,\mathfrak{Z}^2\sin\alpha - g\cos\alpha\}\,kds = 0$$

$$d\left(t\frac{dv}{ds}\right) + \{(u\sin\alpha + v\cos\alpha)\,\mathfrak{Z}^2\cos\alpha + g\sin\alpha\}\,kds = 0$$

$$d\left(t\frac{dw}{ds}\right) + w\mathfrak{Z}^2 kds = 0.$$

Hieraus folgt, indem man diese Gleichungen nach der Reihe mit du, dv, dw multiplicirt, die Producte addirt und sofort integrirt:

$$t + \tfrac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 k\,(u\sin\alpha + v\cos\alpha)^2 + g\,(v\sin\alpha - u\cos\alpha)\,k + \tfrac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 kw^2 = \text{Const.}$$

Bezeichnet man die obigen Gleichungen durch

$$d\left(t\frac{du}{ds}\right) + Ukds = 0,\quad d\left(t\frac{dv}{ds}\right) + Vkds = 0,\quad d\left(t\frac{dw}{ds}\right) + Wkds = 0$$

wo die Bedeutung der Abkürzungen aus der Vergleichung mit den obigen hervorgeht, wonach z. B. $W = \mathfrak{Z}^2 w$, u. s. w., so ergeben sich, wenn man die erste mit $\frac{dv}{ds}$, die zweite mit $\frac{du}{ds}$ multiplicirt und das zweite Product vom ersten subtrahirt:

$$t\left(\frac{dv}{ds}\right)^2 d\left(\frac{du}{dv}\right) + k\,(Udv - Vdu) = 0, \text{ und auf ähnliche Weise:}$$

$$t\left(\frac{dw}{ds}\right)^2 d\left(\frac{dv}{dw}\right) + k\,(Vdw - Wdv) = 0$$

$$t\left(\frac{du}{ds}\right)^2 d\left(\frac{dw}{du}\right) + k\,(Wdu - Udw) = 0.$$

Benutzt man den obigen Werth von t, so reichen zwei von diesen Gleichungen zur Bestimmung der gesuchten Curve hin, und jede dritte ist alsdann Folge der beiden andern.

Nimmt man die Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{Z}$ sehr gross, und vernachlässigt alsdann die Wirkung der Schwere gänzlich, so wird die Kette sehr nahe horizontal liegen, also $\cos\alpha = 0$, $v = 0$ gesetzt werden können. Die Gleichungen für u und w sind dann:

$$d\left(t\frac{du}{ds}\right) + u\mathfrak{Z}^2 kds = 0,\quad d\left(t\frac{dw}{ds}\right) + w\mathfrak{Z}^2 kds = 0.$$

Für t hat man $t = C - \frac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 k\,(u^2 + w^2)$, oder wenn $C = \frac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 k.b^2$ gesetzt wird, $t = \frac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 k\,(b^2 - u^2 - w^2)$. Nimmt man nun $u^2 + w^2 = a^2$, also constant an, so wird $t = \frac{1}{2}\mathfrak{Z}^2 k\,(b^2 - a^2)$, also die Spannung constant, und setzt man $u = a\cos\varphi$, $w = a\sin\varphi$, so wird $ds^2 = du^2 + dw^2 = a^2 d\varphi^2$, $ds = ad\varphi$, $du = -\sin\varphi.ds$, $dw = \cos\varphi.ds$; daher geben die beiden obigen Gleichungen:

$$\tfrac{1}{2}\,(b^2 - a^2)\,d(-\sin\varphi) + a^2\cos\varphi d\varphi = 0,$$
$$\tfrac{1}{2}\,(b^2 - a^2)\,d\cos\varphi + a^2\sin\varphi d\varphi = 0,$$

woraus übereinstimmend folgt: $b^2 = 3a^2$; folglich genügt die Annahme $u^2 + w^2 = a^2$ den Bedingungen des Gleichgewichts, und die Spannung der kreisförmigen Kette findet sich $t = \vartheta^2 k a^2$. Ist l die Länge der Kette, so hat man $l = 2a\varkappa$; daher $a = \frac{l}{2\varkappa}$, also die Spannung $t = \frac{\vartheta^2 k l^2}{4\varkappa^2}$. Nennt man p das Gewicht von der Längeneinheit der Kette, so wird k, d. i. die in der Längeneinheit enthaltene Masse, gleich $\frac{p}{g}$; also die Spannung $t = \frac{\vartheta^2 l^2 p}{4\varkappa^2 g}$. Ist n die Anzahl der Umdrehungen der Kette in der Zeiteinheit, also $n = \frac{\vartheta}{2\varkappa}$, $pl = P$ das Gewicht der Kette, so folgt $t = \frac{n^2 Pl}{g}$.

---

7. Ueber die Anwendung des Satzes der lebendigen Kräfte in der Maschinenlehre.

Nach dem allgemeinen Satz der lebendigen Kräfte ist bekanntlich für irgend ein System von Massen m, m′, m″, ..., welche sich zur Zeit t mit den Geschwindigkeiten v, v′, ... bewegen, unter der Wirkung der Kräfte P, P′, ..., welche mit den Richtungen dieser Geschwindigkeiten die Winkel ϑ, ϑ', ... einschliessen,

$$\tfrac{1}{2}\Sigma m v^2 - \tfrac{1}{2}\Sigma m v_0^2 = \Sigma \int P \cos\vartheta ds$$

wo ds die Fortrückung des Angriffspunctes von P, während der Zeit dt, mithin P cos ϑ ds das Product aus der nach der Richtung von ds wirkenden Componente von P in die Fortrückung ds bedeutet, und die Integration die in der Zeit von t_0 bis t Statt findenden Werthe umfasst. In so fern nur von einer beliebig vorgestellten Fortrückung die Rede ist, heisst dieses Product in der Statik das virtuelle Moment der Kraft P; seinem Integral hat Gauss, wenigstens in einem besonderen Falle, den Namen Potential beigelegt; in dem Satze der lebendigen Kräfte aber bezieht sich dieses Product auf die wirkliche Bewegung der Puncte des Systemes, und ist in besonderer Rücksicht auf die Maschinenlehre von französischen Mathematikern, namentlich Poncelet und Coriolis, das Element der Arbeit, sein Integral die Arbeit der Kraft P genannt worden. Jedenfalls ist dieses Product aus Kraft in Fortrückung nach der Richtung der Kraft ein durch die ganze theoretische und practische Mechanik durchgehender Grundbegriff, der an sich zwar nicht neu genannt werden kann, an dessen klare Auffassung und

Hervorhebung sich aber ein grosser Theil der bedeutendsten neueren Leistungen in dieser Wissenschaft knüpft. Die Benennung Arbeit bietet sich übrigens in der Maschinenlehre so natürlich dar, dass sie schon früher von Navier und Prony zufällig, und ohne die Absicht sie als eine technische geltend zu machen, gebraucht worden ist; auch rechtfertigt sie sich, wie Coriolis bemerkt, dadurch, dass zu jeder mechanischen Arbeit nicht allein eine Kraft, sondern auch eine Bewegung des Angriffspunctes erforderlich ist, ohne welche nichts zu Stande kommen kann. Ein blosser Druck gegen einen unverrückbaren Gegenstand ist keine Arbeit. — In so fern die Kraft mit der Richtung der Bewegung des Angriffspunctes einen spitzen Winkel bildet, also wenn $P \cos \vartheta ds$ positiv ist, heisst die Arbeit bewegende, wenn aber ϑ stumpf ist, widerstehende Arbeit (travail moteur und travail résistant). Bezeichnet man mit P die bewegenden, mit Q die widerstehenden Kräfte, so kann man die Gleichung der lebendigen Kräfte auch so schreiben:

$$\tfrac{1}{2}\Sigma m v^2 - \tfrac{1}{2}\Sigma m v_0^2 = \Sigma \int P \cos \vartheta ds - \Sigma \int Q \cos \vartheta ds$$

wo ϑ überall spitz gedacht wird; nach dieser Formel ist die Zunahme der lebendigen Kraft des Systems, in der Zeit von t_0 bis t, (wenn unter lebendiger Kraft die Hälfte der Summe der Producte aus jeder Masse in das Quadrat ihrer Geschwindigkeit verstanden wird,) gleich dem Ueberschuss der bewegenden Arbeit über die widerstehende, während jener Zeit. Dieser Satz, mit den daran sich knüpfenden allgemeinsten Folgerungen, bildet das Principe de la transmission du travail, welches unter diesem Namen zuerst von Poncelet und Coriolis aufgestellt ist und gegenwärtig in der Maschinenlehre allgemein zu Grunde gelegt wird. Die Beschränkungen, unter welche der Satz der lebendigen Kräfte in seiner gewöhnlichen Darstellung gestellt wird, finden bei dieser Auffassung nicht Statt, indem einerseits das Vorkommen der Zeit in den Bedingungsgleichungen des Systemes eine voraus bestimmte Bewegung eines Theils desselben voraussetzt, welche bei jeder wirklichen Anwendung nur durch die vorhandenen Kräfte bedingt sein kann und mithin wegfällt, wenn man diese vollständig berücksichtigt; so wie andererseits die Bedingung der Integrabilität des Ausdruckes auf der rechten Seite der Gleichung, so wichtig sie auch für den Fortgang der Rechnung ist, doch keinen wesentlichen Unterschied in der Natur der Probleme begründet und das Princip der Uebertragung der Arbeit nicht aufhebt. Die nächste Folgerung

welche hier aus diesem Princip zu ziehen ist, betrifft die Bewegung einer Maschine in ihrem Beharrungstande. Ist nämlich der Gang einer Maschine gleichförmig, also ihre lebendige Kraft unveränderlich geworden, so ist nach dem obigen Princip die bewegende Arbeit in jeder beliebigen Zeit der widerstehenden Arbeit während dieser Zeit gleich. Ist der Gang der Maschine nur periodisch gleichförmig, so erlangt die lebendige Kraft nach Ablauf jeder Periode immer wieder denselben Werth, und jene Gleichheit gilt dann zwar nicht für jeden Zeitpunct, aber doch für jede beliebige Anzahl von Perioden der Bewegung. Derjenige Theil der bewegenden Arbeit, welcher zur Erreichung des bei der Maschine beabsichtigten Zweckes verwandt wird, heisst die nutzbare Arbeit oder Nutzeffect; der übrige Theil geht an den Hindernissen der Bewegung verloren.

Die Anwendung dieser Principien muss man aus den der Maschinenlehre gewidmeten Werken kennen lernen, unter welchen ich hier hauptsächlich folgende hervorhebe: Introduction à la mécaniqne industrielle, physique et experimentale, par J. V. Poncelet. Deuxième Edition. Metz et Paris 1841, und den zweiten Theil des schon oben genannten Resumé de leçons etc. von Navier, welcher umfassende Untersuchungen über die Bewegung der Flüssigkeiten und die Theorie der Maschinen enthält. Coriolis du calcul de l'effet des machines. Paris 1829. Poisson giebt am Schlusse des zweiten Bandes der neuen Ausgabe seiner Mechanik eine Addition relative à l'usage du principe des forces vives dans le calcul des machines en mouvement.

Zur Messung der Arbeit von Maschinen hat man verschiedene Vorrichtungen, unter welchen der Pronysche Zaum am häufigsten gebraucht wird. Ist nämlich A (Fig. 5.) der Querschnitt einer Welle, welche wir uns horizontal vorstellen wollen, so löst man die von der Welle getriebenen Theile der Maschine aus ihrer Verbindung mit jener, und umgiebt dafür die Welle mit einem eisernen Bande oder Zaume DEF, an dessen Enden D und F ein Balken oder Hebel C'C angeschraubt und dadurch sammt dem Bande DEF mehr oder weniger gegen die Welle gepresst wird. An einem Puncte C des Hebels wird nun ein Gewicht P von solcher Grösse angebracht, und zugleich durch Stellung der Schrauben in D und F der Druck des Zaumes auf die Welle so eingerichtet, dass während die Welle A sich mit der Geschwindigkeit dreht,

für welche man die Beobachtung anstellen will, der Hebel C'C fortwährend horizontal stehen bleibt. Die Kraft, welche der Drehung der Welle entgegenwirkt, ist alsdann offenbar die Reibung derselben gegen den Zaum, welche man sich in einem Puncte des Umrings vereinigt denken kann. Bezeichnet man ihre Intensität mit R, den Halbmesser der Welle mit a, den von einem Puncte im Umringe der Welle in einer gegebenen Zeit durchlaufenen Weg mit aφ, so ist Qaφ die widerstehende Arbeit der Reibung, insofern Q constant gedacht wird. Offenbar strebt aber auch die Reibung Q, den Zaum mit dem Hebel um den Mittelpunct der Welle zu drehen; ihr Moment ist Qa; bezeichnet man den Abstand des Gewichtes P vom Mittelpunct der Welle, in horizontaler Richtung, also BC, mit b, so ist Pb das jene Drehung verhindernde Moment, mithin Qa = Pb, also ist die widerstehende Arbeit = Pbφ. Dieselbe wird mithin durch Beobachtung des den Hebel festhaltenden Gewichtes P und der Anzahl der Umdrehungen der Welle, in einer bestimmten Zeit, gefunden. In so fern aber die Welle sich gleichförmig dreht, oder wenigstens am Anfange und Ende der Beobachtung einerlei Geschwindigkeit hat, ist ihre bewegende Arbeit der widerstehenden gleich, und wird mithin durch Pbφ ausgedrückt.

Um diese Vorrichtung anzuwenden, muss die Wirksamkeit der Maschine unterbrochen werden. Genauere, aber auch nicht so einfache Vorrichtungen sind die verschiedenen Arten des Feder-Dynamometers von **Morin**, welche sich alle darauf gründen, dass die bewegende Kraft mittels einer an der Welle der Maschine oder bei Wagen am Angriffspuncte des Zuges angebrachten elastischen Feder wirkt, durch deren Biegung sich die Intensität jener zu erkennen giebt. Dieses würde an sich während des Ganges der Maschine ohne Nutzen sein; allein durch einen passend angebrachten Stift zeichnet die Stahlfeder ihre jedesmalige Biegung auf ein Papier, welches sich unter dem Stifte mit einer der Geschwindigkeit der Maschine in jedem Augenblicke proportionalen Geschwindigkeit fortbewegt; aus dieser Zeichnung kann man dann die während der Zeit der Beobachtung gelieferte Arbeit entnehmen. Diese und noch andere Vorrichtungen zu demselben Zweck sind von **Poncelet** angegeben worden. Die Beschreibung einer Vorrichtung dieser Art findet man in den Expériences sur le frottement etc. par **A. Morin**, und in einer Abhandlung über die Reibung, von **A. Brix**, welche eine kritische Darstellung der bisher über die Rei-

bung angestellten Versuche, namentlich auch der von Morin enthält und in den Verhandlungen des Vereins für Gewerbfleiss in Preussen vom Jahre 1837 gedruckt ist. Hauptsächlich aber ist wegen Beschreibung dieser Dynamometer auf eine Schrift unter folgendem Titel zu verweisen: Description des appareils chronométriques à style, propres à la représentation graphique et à la détermination des lois du mouvement, es des appareils dynamométriques propres à mesurer l'effort on le travail développé par les moteur animés ou inanimés et par les organes de la transmission du mouvement dans les machines, par Arthur Moriu, Capitaine d'Artillerie, etc. Metz, S. Lamort. 1838. 51 Seiten. 8.

Um einige Anschauung von der Sache zu geben, will ich die zur Messung der Zugkräfte an Wagen bestimmte Vorrichtung andeutend beschreiben. Dieselbe besteht aus zwei an den Enden zusammengeboltzten Stahlblättern, ACB, ADB, (Fig. 6.) von denen das vordere in der Mitte D vom Zugseile ergriffen wird, während das hintere in seiner Mitte C an den Wagen befestigt ist. Durch die Zugkraft werden die Stahlblätter so gebogen, dass die Zunahme der anfänglichen Entfernung CD in jedem Augenblicke dieser Kraft proportional ist und mithin das Maass derselben abgiebt. In D befindet sich ein verticaler Stift, an dem ein Pinsel angebracht ist, welcher auf ein unter ADBC angebrachtes Papier den Endpunct des Abstandes CD mit Tusche aufträgt. Dieses Papier geht über zwei an den Seiten A und B angebrachte Rollen, indem es sich von der einen auf die andere abwickelt. Die Rollen werden entweder durch ein Uhrwerk in gleichförmige Drehung versetzt, oder sie stehen mit den Wagenrädern in Verbindung, wodurch eine der Geschwindigkeit des Wagens proportionale Geschwindigkeit des Papiers erlangt wird. Durch Quadratur der gezeichneten Curve erhält man in dem ersten Falle, wo die auf den Ordinaten P senkrechten Abscissen den Zeiten proportional sind, das Integral $\int P dt$ oder die mittle Kraft, im zweiten Falle, wo die Abscissen dem durchlaufenen Wege s proportionirt sind, das Integral $\int P ds$ oder die gesammte Arbeit der Zugkraft, während der Beobachtung.

Eine weitere von Poncelet angegebene Vorrichtung, die zu mehr in das Grosse gehende Messungen dient, gründet sich auf folgenden Gedanken: der Stift in D und das untergelegte Papier bleiben bei dem vorigen Dynamometer weg. Anstatt ihrer ist in C eine verticale Axe CE aufgestellt, tragend eine horizontale Kreis-

Scheibe RT, welche durch ein umgeschlagenes Riemenseil mit dem Wagenrade verbunden ist und dadurch eine der des letzteren proportionale Drehungsgeschwindigkeit erhält. (Fig. 7. wo C und D dieselben Puncte des Dynamometers wie in Fig. 6. bedeuten; die Stahlfedern ACB, ADB sind also senkrecht auf der Ebene der Tafel vorzustellen.) Der Axe CE gegenüber ist in D eine ebenfalls verticale Axe DF aufgestellt, welche sich in einiger Höhe über der Fläche des Rades RT, rechtwinklich gebogen, in eine horizontale Axe FG fortsetzt; an dieser ist ein verticales Rad LH drehbar befestigt, dessen tiefster Punct H die Fläche von RT berührt. Sobald die Zugkraft P Null ist, liegt der Punct H gerade im Mittelpuncte E von RT; wenn aber der Punct D durch die Zugkraft von C mehr entfernt wird, rückt auch das Rad LH um eben so viel vor, und wird durch die Drehung des Rades RT mittels der Reibung in solche Drehung gesetzt, dass seine Umfangsgeschwindigkeit der Geschwindigkeit des jedesmal von ihm berührten Punctes H der Scheibe RT gleich ist, also gleich rw, wenn EH = r und w die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe RT. Da r offenbar der Verlängerung des anfänglichen Werthes von CD gleich, also der Zugkraft P proportional ist, so ist schliesslich die Winkelgeschwindigkeit des Rades LH in jedem Augenblicke dem Product aus der Zugkraft P in die Geschwindigkeit v des Wagens proportional. Wenn nun das Rad LH in einer gewissen Zeit n Umdrehungen gemacht hat, so ist der von einem Puncte seines Umringes durchlaufene Weg dem Integral $\int Pvdt = \int Pds$ proportional, und dieses wird mithin aus jenem bekannt. Durch ein an LH angebrachtes Räderwerk mit Zeiger erfährt man die Anzahl der geschehenen Umdrehungen des Rades LH.

---

8. Theorie der Dampfmaschinen nach v. Pambour.

Die ältere Theorie rotirender Dampfmaschinen, welche man z. B. aus Taffé Application des principes de mécanique aux machines les plus en usage, Paris 1837, kennen lernen kann, beruhte in der Hauptsache auf folgender Betrachtung:

Bezeichnet P die Spannung des Dampfes im Kessel, a den Querschnitt des Cylinders einer Dampfmaschine, l den Kolbenlauf, n die Anzahl der in der Secunde vollführten Kolbenhübe, so ist

nl der Weg, welchen der Kolben unter dem Drucke aP in der Secunde durchläuft, mithin aPnl die bewegende Arbeit des Dampfes auf den Kolben, in der Secunde. Bezeichnet noch p den Gegendruck der Luft auf den Kolben, wenn keine Condensation angewandt ist, oder, wenn solche Statt findet, den aus ihrer Unvollständigkeit entstehenden Widerstand, so liefert dieser die widerstehende Arbeit apnl, und mithin bleibt a (P — p) nl als theoretischer Effect übrig. Wegen der Reibung ist der practische Effect nur etwa die Hälfte des vorigen, oder ein anderer Bruchtheil, welchen man aus Beobachtung zu bestimmen suchte.

Bei dieser Berechnung wird die Spannung im Kessel als gegeben vorausgesetzt, und der Druck des Dampfes auf den Kolben im Cylinder ihr sofort gleich angenommen. Inzwischen hatte schon Watt durch Beobachtungen mit seinem Indicator bei rotirenden Dampfmaschinen häufig eine Verminderung des Druckes im Cylinder gegen den im Kessel bemerkt; bezeichnet man diesen kleineren Druck im Cylinder mit P′, so ist offenbar a (P′ — p) nl der wahre theoretische Effect, für welchen die ältere Theorie nur darum a (P — p) nl setzt, weil sie den Werth von P′ nicht auf wissenschaftlichem Wege bestimmt hatte. Pambour, dessen Arbeiten zuerst über diesen Gegenstand Licht verbreitet haben, beweist, dass der Druck auf den Kolben nicht durch die Spannung bedingt wird, unter welcher die Dämpfe sich im Kessel entwickeln, sondern lediglich durch den aus der Belastung der Maschine und den Hindernissen der Bewegung entspringenden Widerstand. Indem im Kessel, bei gleichbleibender Wirkung des Feuers, in jeder Secunde immer dieselbe Wassermenge in Dampf verwandelt wird, muss offenbar, so lange die Sicherheits-Ventile geschlossen bleiben und kein Dampf verloren geht, eine der erzeugten gleiche Dampfmenge in jeder Secunde durch das Leitrohr nach dem Cylinder geführt und verbraucht werden. Hieraus folgt, dass die Spannung, welche die Dämpfe im Kessel annehmen, hauptsächlich von der Weite des Leitrohres oder von der Oeffnung des Regulators bedingt wird. Wird nämlich durch den Regulator der Querschnitt des Leitrohrs verengt, so muss dennoch, wenn nach augenblicklicher Unterbrechung der neue Beharrungsstand eintritt, immer dasselbe Gewicht von Dampf in der Secunde durch den verengten Querschnitt gepresst werden; die Dämpfe im Kessel müssen daher sich höher spannen und mithin auch verdichten. Geht jedoch diese Zunahme

der Spannung so weit, dass die Sicherheits-Ventile sich öffnen, so entweicht durch diese ein Theil des Dampfes, und die Menge des in den Cylinder gelangenden Dampfes ist alsdann kleiner als die des erzeugten. In der früheren Theorie hat man dem Regulator einen wesentlichen Einfluss auf die Spannung im Cylinder zugeschrieben, ohne jedoch denselben bei Aufstellung der Formeln in Rechnung zu bringen. Allein der in den Cylinder gelangende Dampf nimmt nothwendig, wenn die Maschine in gleichförmigem Gange ist, wie hier immer vorausgesetzt wird, eine Spannung an, die niemals grösser als diejenige im Kessel, sonst aber von dieser und vom Regulator ganz unabhängig ist, und nur durch den auf den Kolben wirkenden Widerstand bedingt wird, welchem sie Gleichgewicht halten muss. Der Dampf erlangt daher im Cylinder ein desto grösseres Volumen, je kleiner der Widerstand ist. Von dem Volumen, welches der in jeder Secunde aus dem Kessel in den Cylinder strömende Dampf in diesem annimmt, hängt die Geschwindigkeit des Kolbens ab; denn der Inhalt des Cylinders multiplicirt durch die Anzahl der in jeder Secunde vollführten Kolbenhübe muss jenem Dampfvolumen gleich sein. Aus diesen Betrachtungen ergiebt sich sofort die Relation zwischen der Geschwindigkeit der Maschine und ihrer Belastung, welche in den vor der Pambourschen Theorie erschienenen Schriften nicht gefunden wird. Diese ist in folgenden Schriften enthalten: A practical treatise on locomotive engines upon railways, by the Chev. de Pambour, London 1836. Deutsch von Crelle im Journal für Baukunst, Band 10. Théorie de la machine à vapeur, par le Chev. de Pambour, Paris 1839.

Um die Theorie in ihrer Allgemeinheit zu entwickeln, muss auf die Wirkung der Absperrung des Dampfes im Cylinder Rücksicht genommen werden. Man pflegt Maschinen, worin diese benutzt ist, Expansions-Maschinen zu nennen, welche Benennung jedoch nicht passend ist, da sie die Expansion bei anderen Maschinen ausschliesst und die Annahme gleicher Spannung im Kessel und im Cylinder begünstigt, aus welcher sie wahrscheinlich hervorgegangen ist. Mit Beibehaltung der schon oben eingeführten Buchstaben sei P' die Spannung im Cylinder vor der Absperrung, also bei ununterbrochenem Dampfzufluss; diese betrachtet P. als constant, oder begnügt sich vielmehr, ihren mittlen Werth in Rechnung zu bringen; es sei l' der vor der Absperrung durchlaufene Theil des Kol-

benlaufes; $\varkappa$ die Spannung nach erfolgter Absperrung, indem der Kolben den Weg λ (welcher mithin grösser als l') im Cylinder durchlaufen hat; so ist $P'al' + \int_{l'}^{l} \varkappa a d\lambda$ die bewegende Arbeit des Dampfes während eines Kolbenlaufes. Nennt man noch R den Widerstand auf den Kolben für die Flächeneinheit, so ist Ral die widerstehende Arbeit, welche der bewegenden nach Ablauf jedes Kolbenhubes gleich sein muss, wenn die Bewegung im Beharrungsstande ist; folglich erhält man

$$P'l' + \int_{l'}^{l} \varkappa d\lambda = Rl. \qquad 1.$$

Um die angezeigte Integration zu vollziehen, muss $\varkappa$ durch λ ausgedrückt werden. Nimmt man an, dass der Dampf, indem er sich ausdehnt, seine Temperatur behält, und mithin die Spannung der Ausdehnung umgekehrt proportional bleibt, so muss er von aussen die nöthige Wärme aufnehmen, wozu sein rascher Gang durch den Cylinder nicht Zeit genug gewähren dürfte. Pambour, welcher sich in seiner ersten Schrift mit dieser Annahme begnügt hatte, entscheidet sich in der Théorie de la machine à vapeur dagegen, indem er aufstellt, dass der Dampf bei seinen Ausdehnungen in der Maschine sich jederzeit mit Rücksicht auf seine Temperatur im Zustande der grössten Dichtigkeit befinde. Hiernach nimmt derselbe keine Wärme von aussen an, sondern die Summe seiner freien und gebundenen Wärme bleibt immer dieselbe. Dies wurde durch zahlreiche Versuche bestätigt, in welchen die Spannung und Temperatur im Kessel mit der Spannung und Temperatur des in die Luft ausströmenden Dampfes verglichen wurde. Blieb die Temperatur des Dampfes auf dem Wege durch die Maschine unverändert, so musste die Temperatur des ausströmenden Dampfes der Temperatur im Kessel gleich kommen; dies war aber nicht der Fall, sondern die Temperatur beim Ausströmen entsprach jedesmal der dabei vorhandenen Spannung, nach dem für den Zustand grösster Dichtigkeit geltenden Gesetze. Da dieses Gesetz nicht einfach ist, so bedient sich Pambour einer angenäherten Formel, nämlich

$$\frac{1}{\mu} = n + qp \qquad 2.$$

in welcher $\frac{1}{\mu}$ die Dichte des Dampfes, die des Wassers = 1 gesetzt, also μ das relative Volumen des Dampfes gegen Wasser,

und p die Spannung vorstellt; n nnd q sind constante Coefficienten. Pambour setzt:

$\frac{1}{\mu} = \frac{0.4227 + 0{,}00258 \cdot p}{10000}$ für niederen Druck bis zu 2 Atm.

$\frac{1}{\mu} = \frac{1{,}421 + 0.0023 \cdot p}{10000}$ für höheren Druck bis zu 8 Atm.

p ist der Druck in Pfunden auf den Quadratfuss, nach englischem Maasse und Gewicht.

Um diese Formeln anzuwenden, ist noch zu bemerken, dass sich an jedem Ende des Cylinders ein Raum befindet, in welchen der Kolben nicht eindringt, um nicht auf den Boden des Cylinders zu stossen, und welcher sich bei jedem Kolbenhube abwechselnd mit Dampf füllt. Es sei c die Länge dieses Raumes, so ist $a(l' + c)$ das Volumen des im Cylinder enthaltenen Dampfes, im Augenblick der Absperrung, wobei die Spannung P'; ferner $a(\lambda + c)$ das Volumen desselben Dampfes für die Spannung $\varkappa$, nach der Absperrung. Da beide Volumina aus derselben Wassermenge gebildet sind, so verhalten sie sich wie die relativen Volumina, d. h. wie die zu P' nnd $\varkappa$ gehörigen Werthe von μ; daher nach obiger das Gesetz der fortdauernden grössten Dichtigkeit angenähert ausdrückenden Formel:

$$(l' + c)\,(n + qP') = (\lambda + c)\,(n + q\varkappa)$$

oder wenn zur Abkürzung $n = q\gamma$ gesetzt wird, $(l' + c)\,(\gamma + P') = (\lambda + c)\,(\gamma + \varkappa)$; mithin

$$\varkappa = \frac{(\gamma + P')\,(l' + c)}{\lambda + c} - \gamma. \qquad 3.$$

Vollzieht man hiernach die Integration nach λ in 1., und führt führt folgende Abkürzung ein:

$$\frac{l'}{l' + c} + \log \frac{l + c}{l' + c} = k \qquad 4.$$

so kommt:

$$k\,(\gamma + P')\,(l' + c) - \gamma l = Rl. \qquad 5.$$

Diese Formel bestimmt den Druck P' auf den Kolben, vor der Absperrung, wenn der Widerstand R auf die Flächeneinheit des Kolbens gegeben ist. Für Maschinen ohne Absperrung wird $l' = l$, mithin $k = \frac{l}{l + c}$, nnd daher $P' = R$.

Das relative Volumen des Dampfes für die Spannnng P' ist $\mu = \frac{1}{n + qP'} = \frac{1}{q(\gamma + P')}$; werden mithin im Kessel in jeder Secnnde σ Cubikzoll Wasser in Dampf verwandelt, so ist $\frac{\sigma}{q(\gamma + P')}$

ihr Volumen unter der Spannung P'. Dieses Volumen füllt, wenn n die Anzahl der Kolbenhübe in der Secunde ist, in dieser Zeit nmal den Raum a (l' + c); folglich ist $a(l' + c)n = \frac{\sigma}{q(\gamma + P')}$. Nennt man v die (durchschnittliche) Geschwindigkeit des Kolbens, so ist v = nl; mithin

$$v = \frac{\sigma l}{aq(l' + c)(\gamma + P')} \qquad 6.$$

Verbindet man die Gleichungen 5. und 6. um P' wegzuschaffen, so erhält man die Relation zwischen Belastung und Geschwindigkeit, nämlich

$$aq(\gamma + R)v = k\sigma \qquad 7.$$

oder $$aq(\gamma + R)v = \left(\frac{l'}{l' + c} + \log\frac{l + c}{l' + c}\right)\sigma.$$

Für Maschinen ohne Absperrung wird: $aq(l + c)(\gamma + R)v = \sigma l$.

Der Widerstand R besteht hauptsächlich aus 3 Theilen; nämlich aus dem Widerstande r, den die Last ihrer eigenen Bewegung entgegensetzt; zweitens aus dem Widerstande der Maschine, welcher zusammengesetzt ist aus der Reibung f der unbelasteten Maschine und aus der Zunahme dieser Reibung, welche von der Belastung herkommt, und von Pambour gleich δr gesetzt wird, so dass δ die Zunahme der Reibung der Maschine ist, welche eintritt, wenn die Reibung r der Last um eine Einheit zunimmt; drittens aus dem Gegendruck p der Luft oder des im Condensator übrig bleibenden Gemenges von Luft und Dampf. Demnach ist

$$R = r + \delta r + f + p. \qquad 8.$$

Der nutzbare Theil der bewegenden Arbeit oder der Nutzeffect ist E = avr, also

$$E = \frac{\sigma k - aq(\gamma + f + p)v}{q(1 + \delta)} = \frac{\sigma}{q(1 + \delta)}\left\{k - \frac{(\gamma + f + p)l}{(\gamma + P')(l' + c)}\right\}. \qquad 9.$$

Hiernach wird E am grössten, wenn v am kleinsten oder P' am grössten wird. Nennt man P die grösste Spannung, welche die Ventile im Kessel zulassen, ohne sich zu öffnen, so ist die kleinste Geschwindigkeit, nach 6.,

$$v' = \frac{\sigma l}{aq(l' + c)(\gamma + P)}. \qquad 10.$$

Der hiermit verbundene grösste Nutzeffect ergiebt sich aus 9.

$$E' = \frac{\sigma}{q(1 + \delta)}\left\{k - \frac{(\gamma + f + p)l}{(l' + c)(\gamma + P)}\right\}. \qquad 11.$$

Da das Verhältniss der Absperrung, nämlich $\frac{l'}{l}$, willkürlich ist, so

kann man durch die Wahl von l' den Werth von E' zu einem Maximum steigern. Man findet, mit Rücksicht auf 4.,

$$l' = \frac{(\gamma + f + p)\,l}{\gamma + P} = hl \qquad 12.$$

für die vortheilhafteste Art der Absperrung, durch welche der Werth von E' erhöhet wird auf

$$E'' = \frac{\sigma}{q\,(1+\delta)} \log \frac{l + c}{hl + c}. \qquad 13.$$

Der Nutzeffect einer Maschine von gegebener Construction, für welche also l, l', c, f, p sämmtlich gegeben sind, hängt nach 8. von der Menge σ des in jeder Secunde verdampften Wassers und von dem Drucke P' auf den Kolben ab, und wächst wenn beide, so weit es angeht, gesteigert werden.

Die Gleichung 12. drückt Pambour mit Rücksicht auf 2. so aus: Für das vortheilhafteste Verhältniss der Absperrung ist $l' : l$ wie das Volumen des Dampfes von der Spannung P zu dem Volumen für die Spannung $f + p$. Jedoch ist auch dieses Verhältniss nur angenähert richtig. Rechnet man genau, ohne die angenäherte Formel 2. zu Grunde zu legen, so findet sich Folgendes: Es sei P der Druck des Dampfes im Cylinder, vor der Absperrung, μ das dazu gehörige relative Volumen, und allgemein, anstatt 2. $P = F(\mu)$, wo F eine Function anzeigt; so ist $\varkappa = F\left(\mu \cdot \frac{\lambda + c}{l' + c}\right)$. Ferner hat man die Gleichungen: $Rl = Pl' + \int_{l'}^{l} \varkappa d\lambda$. $v = \frac{\sigma \mu l}{a(l'+c)}$; $R = r + p + f$. $E = avr = \frac{\sigma \mu l r}{l' + c}$. Hieraus folgt:

$$\frac{dE}{dl'} = \frac{\sigma \mu}{(l' + c)^2} H, \text{ wo } H = (l' + c)\, l \frac{dr}{dl'} - lr.$$

Um H zu finden, ist $\frac{dr}{dl'}$ zu entwickeln aus

$$rl = Pl' + \int_{l'}^{l} \varkappa d\lambda - (p + f)\, l, \text{ wo } \varkappa = F\left(\mu \cdot \frac{\lambda + c}{l' + c}\right), \; P = F(\mu).$$

Hieraus folgt zuerst: $l \frac{dr}{dl'} = \int_{l'}^{l} \frac{d\varkappa}{dl'} d\lambda$. Es sei $\mu \cdot \frac{\lambda + c}{l' + c} = u$, so ist

$$\varkappa = F(u), \; \frac{d\varkappa}{dl'} = \frac{d\varkappa}{du} \cdot \frac{du}{dl'} = -F'(u) \cdot \frac{\mu(\lambda + c)}{(l' + c)^2} = -\frac{u F' u}{l' + c};$$

daher $l \frac{dr}{dl'} = -\int_{l'}^{l} u . F' u . \frac{d\lambda}{l' + c}$ oder $\mu l \frac{dr}{dl'} = -\int_{\mu}^{\mu \frac{l + c}{l' + c}} u\, F' u\, du$.

Dies giebt, da allgemein

$$-\int u F'u\,du = \int Fu\,.\,du - nFu, \quad \mu l \frac{dr}{dl'} =$$

$$\int_{\mu}^{\mu\left(\frac{l+c}{l'+c}\right)} Fu\,.\,du - \mu\left(\frac{l+c}{l'+c}\right) F\left(\mu\frac{l+c}{l'+c}\right) + \mu F(\mu).$$

Hier ist $F(\mu)=P$ die Spannung vor der Absperrung, $F\left(\mu.\frac{l+c}{l'+c}\right)=P_1$ die Spannung am Ende des Kolbenlaufes; führt man ferne wieder $F(u) = \varkappa$, $u = \mu\frac{\lambda+c}{l'+c}$ ein, so folgt:

$$l\frac{dr}{dl'} = \frac{1}{l'+c}\int_{l'}^{l}\varkappa\,d\lambda - \frac{l+c}{l'+c}P_1 + P$$

und hieraus $H = (f+p)l + Pc - (l+c)P_1$.

Für das Maximum von E ist $\frac{dE}{dl'} = 0$, also $H = 0$; daher ist allgemein l' zu finden aus der Gleichung:

$$(l+c)\,F\left(\mu\frac{l+c}{l'+c}\right) = (f+p)\,l + cF(\mu).$$

Nach der obigen angenäherten Formel ist $F(\mu) = \frac{1}{q\mu} - \gamma$, woraus sich wieder die Gleichung 12. ergiebt.

Die in dem Werthe von R (Gl. 8.) vorkommenden Constanten müssen in jedem Falle durch Beobachtung bestimmt werden, wozu Pambour Anweisung giebt. Als numerisches Beispiel führe ich folgende Formel für eine Hochdruckmaschine ohne Absperrung an; für solche ist $l' = l$, also $k = \frac{l}{l+c}$ nach 4. Der freie Raum ist $= \frac{1}{20}l$; daher $k = \frac{21}{20}$. Da keine Condensation Statt findet, so ist p der Druck der Luft, also $p = 14{,}71 \times 144$ ℔ engl. auf der Quadratfuss; ferner ist $n = 0{,}0001422 = q\gamma$, $q = 0{,}00000023$, wie schon oben angegeben. Die Relation 7. zwischen Belastung und Geschwindigkeit wird hiernach folgende:

$$av = \frac{10000\,.\,\sigma}{6{,}6075 + 0{,}002415\,(r + \delta r + f)}.$$

ist die Geschwindigkeit des Kolbens in engl. Fussen für die Minute; a die Kolbenfläche; σ die Anzahl der in der Minute verdampften Cubikfuss Wasser. r ist der Druck der Last auf die Flächeneinheit des Kolbens. Der Coefficient δ ist etwa $= \frac{1}{7}$, und $f = 44$ ℔ auf den Quadratfuss; doch müssen diese Grössen in jedem Falle besonders ausgemittelt werden, indem man die Maschine un-

ter verschiedenen Belastungen beobachtet. Bezeichnet P die grösste zulässige Dampfspannung im Kessel, so ist R höchstens = P; also ist $r = \frac{P - f - 2118}{1 + \delta}$ der Grenzwerth, bis zu welchem der Widerstand der Belastung gesteigert werden darf.

Die vorstehende Theorie ist überhaupt auf Maschinen doppelter Wirkung, sowohl stehende als fortgehende, anwendbar; genauere Angaben über die Ermittelung der bei jeder Art vorkommenden Widerstände, muss man in den genannten Schriften, namentlich was die Reibung auf Eisenbahnen und in Dampfwagen betrifft, im 3ten und 4ten Capitel des Pambourschen Werkes über Dampfwagen nachsehen. Die Reibung der Bahnwagen schlägt Pambour durchschnittlich auf $\frac{1}{210}$, an, die der unbelasteten Dampfwagen auf $\frac{1}{110}$ ihres Gewichtes.

Bei den Maschinen einfacher Wirkung drückt der Dampf nur von der oberen Seite auf den Kolben, um die Last und ein angehängtes Gegengewicht zu haben; der Rückgang des Kolbens geschieht unbelastet durch die Wirkung dieses Gewichtes, und ist blos bestimmt die Maschine zu einem neuen Hube in Stand zu setzen. Dieser wird bewirkt, indem die Verbindung zwischen dem Kessel und dem oberen Theile des Cylinders einerseits und zwischen dem Condensator und dem unteren Theile des Cylinders andererseits sich öffnet, mithin der Dampf aus dem Kessel von oben auf den Kolben drückt, während der unter dem Kolben vom vorigen Hube übrig gebliebene Dampf niedergeschlagen wird. Nachdem der sinkende Kolben einen Theil seines Laufes vollbracht, wird der Cylinder gegen den Kessel abgesperrt, der Kolben aber von dem eingeschlossenen Dampfe weiter getrieben. Wenn er dem Ende seines Laufes nahe ist, so öffnet ein Ventil, genannt Gleichgewichts-Ventil, dem oberen Dampfe Zutritt in den Raum unter dem Kolben des Cylinders, und der Kolben, von beiden Seiten gleichmässig mit Dampf umgeben, also von keiner Kraft mehr getrieben, wird von den Widerständen bald zum Stehen gebracht. hierauf aber, der Last entledigt, durch das beim Niedergange gehobene Gegengewicht, z. B. durch das Gewicht der Pumpenstangen, wieder gehoben. Kurz vor dem Ende des steigenden Laufes schliesst sich das Gleichgewichts-Ventil; der Dampf, bisher über und unter dem Kolben gleichmässig verbreitet, dehnt sich nun unter dem Kolben aus, während der über diesem befindliche zusam-

mengedrückt und unter diesen Umständen der Kolbenlauf allmälig gehemmt wird.

Bei sinkendem Kolbenlaufe muss die Absperrung, bei steigendem der Augenblick des Schlusses des Gleichgewicht-Ventiles nach Maassgabe der Last so geregelt werden, dass der Kolben am Ende des Laufes jedesmal mit unmerklicher Geschwindigkeit anlangt, um keinen Stoss auszuüben. Dies geschieht bei dem Gebrauche dieser Maschinen durch Versuche; die von P. hierüber gegebene theoretische Berechnung ist folgende:

Für den Niedergang des Kolbens findet die oben entwickelte Gleichung 5. Statt, in welcher alle Buchstaben ihre frühere Bedeutung haben. Der Druck P′ auf den Kolben, vor der Absperrung, ist aber bei diesen Maschinen, welche, ruckweise wirkend, jedesmal wenn der Kolben seinen höchsten Stand erreicht hat, völlig in Ruhe sind, der Spannung im Kessel gleich, also P′ = P; daher ist

$$k\,(\gamma + P)\,(l' + c) - \gamma l = Rl \qquad a.$$

die erste Gleichung, wodurch die Gleichheit der bewegenden und der widerstehenden Arbeit für den Niedergang des Kolbens ausgedrückt wird. Der Werth von R ist

$$R = r + \delta r + p + f' + \Pi$$

Π ist das Gegengewicht und p die Spannung im Condensator, f′ die Reibung der unbelasteten Maschine, r der Widerstand der Last, δ die Zunahme der Reibung der Maschine für jede Einheit von r; alle diese Kräfte auf die Kolbenfläche und auf die Flächeneinheit zurückgeführt, wie bisher.

Bei steigendem Kolbenhub ist wieder die bewegende Arbeit der widerstehenden gleich. Jene ist Πal; diese besteht erstens aus der Reibung der unbelasteten Maschine, die mit f″ bezeichnet werde, indem sie wegen einiger Verschiedenheit der Umstände der vorigen f′ nicht gleich ist; zweitens aus dem Widerstande des Dampfes, nachdem das Gleichgewichts-Ventil geschlossen ist. Es sei l″ der im Augenblicke dieses Schlusses durchlaufene Theil des Kolbenhubes. Der in diesem Augenblicke den ganzen Cylinder gleichmässig füllende Dampf hat die Spannung

$$x = (\gamma + P)\,\frac{l' + c}{l + 2c} - \gamma$$

da er sich von dem anfänglichen Volumen a (l′ + c) bis zu dem Volumen des Cylinders a (l + 2c) ausgedehnt hat. Hat der Kol-

ben, weiter gehend, den Theil λ seines Laufes zurückgelegt, und bezeichnet man die Spannung unter ihm durch $\varkappa'$, über ihm durch $\varkappa''$, so ist:

$$\varkappa' = (\gamma + \varkappa)\,\frac{l'' + c}{\lambda + c} - \gamma,\quad \varkappa'' = (\gamma + \varkappa)\,\frac{l - l'' + c}{l - \lambda + c} - \gamma$$

und der Widerstand des Dampfes auf den Kolben ist $a\,(\varkappa'' - \varkappa')$. Die gesammte widerstehende Arbeit ist hiernach

$$f''al + a\int_{l''}^{l}(\varkappa'' - \varkappa')\,d\lambda = \Pi al.$$

Vollzieht man die Integration, und setzt:

$$\frac{l - l'' + c}{l}\log\frac{l - l'' + c}{c} - \frac{l'' + c}{l}\log\frac{l + c}{l'' + c} = k' \text{ so kommt}$$

$$k'\,(\gamma + P)\,\frac{l + 2c}{l' + c} + f'' = \Pi. \qquad \text{b.}$$

Die dritte Gleichung giebt die Geschwindigkeit der Maschine. Es sei ν die Anzahl der in der Zeiteinheit vollführten Doppelhübe, bei deren jedem das Volumen $a\,(l'' + c)$ voll Dampf von der Spannung $\varkappa$ aus dem Cylinder in den Condensator übergeht, nämlich das Volumen des nach geschlossenem Gleichgewichts-Ventile unter dem Kolben befindlichen Dampfes; es sei σ das Volumen des in der Zeiteinheit verdampften Wassers, mithin $\frac{\sigma}{q\,(\gamma + \varkappa)}$ das des daraus gebildeten Dampfes von der Spannung $\varkappa$, so ergiebt sich aus der Gleichheit zwischen dem entwickelten und dem verbrauchten Dampfe: $\nu . a\,(l'' + c) = \frac{\sigma}{q\,(\gamma + \varkappa)}$, oder für $\varkappa$ seinen Werth gesetzt:

$$\nu = \frac{\sigma}{aq\,(\gamma + P)} \cdot \frac{l + 2c}{(l' + c)\,(l'' + c)}. \qquad \text{c.}$$

Bei gegebener Belastung dienen die Gleichungen a. und b. um zuerst l' und l'' so zu bestimmen, dass der Kolben jedesmal mit der Geschwindigkeit Null am Ende des Hubes anlangt, und mithin jeder Stoss vermieden werde. Die zu dieser Belastung gehörige Anzahl der Kolbenhübe findet sich sodann aus c. Um die Relation zwischen r und ν unmittelbar zu erhalten, müsste man l' und l'' aus diesen 3 Gleichungen eliminiren, was nicht algebraisch ausführbar ist. Weitere Betrachtungen über den Nutzeffect und dessen grössten Werth muss man in der angeführten Schrift nachsehen.

Eine Darstellung der Pambourschen Theorie und Anwendung auf verschiedene Maschinen findet man in folgender Schrift: Sammlung von Zeichnungen einiger ausgeführten Dampfkessel und

Dampfmaschinen, nebst Beschreibung derselben, und Berechnung der Dampfmaschinen nach der Pambourschen Theorie. Auf Veranlassung der Königl. techn. Deputation für Gewerbe bearbeitet von W. Nottebohm. Berlin bei Petsch 1841.

Eine Abhandlung von A. L. Crelle, über die Ausführbarkeit von Eisenbahnen in bergigen Gegenden, im Journal für Baukunst, Band 13, stützt sich ebenfalls auf diese Theorie. Man hat bisher, wenn steile Strecken auf Eisenbahnen nicht vermieden werden konnten, bei ihrer Ersteigung entweder stehende Maschinen angebracht oder die Last vermindert. Es giebt aber noch ein drittes Mittel, bestehend in einem an der Maschine anzubringenden sehr einfachen Räderwerk oder Vorgelege, durch welches bei Erklimmung des Abhanges die Geschwindigkeit vermindert, dagegen die Zugkraft, bei voller Dampfspannung im Cylinder, so weit gesteigert werden könnte, als das Eingreifen der Räder in die Schienen erlaubt. Maschinen dieser Einrichtung werden mit der vollen Last, die sie auf wagerechter Bahn mit grosser Geschwindigkeit fortziehen, eine steigende Bahnstrecke langsam erklimmen. Nähere Angaben sind in der Abhandlung nachzusehen.

November 1841.

S. 34. Z. 7. v. u. l.: $\frac{a^2}{\alpha^2} + \frac{b^2}{\beta^2} + \frac{c^2}{\gamma^2} < 1$.

Vierzehnter Abschnitt.

Allgemeine Gesetze der Wellenbewegung.

Von

O. J. Broch

zu Christiania.

Die allgemeinen Gesetze der unendlich kleinen Bewegungen eines oder zweier Systeme von Molekülen sind in den letzten zwei Jahren durch die Bemühungen der französischen Gelehrten P. H. Blanchet und besonders A. L. Cauchy zu einer Vollkommenheit gelangt, die es möglich macht, diese wichtige und erste Hauptabtheilung der mathematischen Theorie der unendlich kleinen Schwingungen als ein abgeschlossenes Ganzes zu behandeln. Die Abhandlungen dieser beiden Gelehrten sind ausserdem in Zeitschriften dermaassen zerstreut, dass ein geordneter und vollständiger Auszug derselben den Physico-Mathematikern unentbehrlich wird. Der Verfasser dieses Auszugs hat es sich angelegen sein lassen, die Schwierigkeiten, so weit der Raum, welcher diesem Theil der Physik hier gewidmet werden kann, es gestattet, zu beseitigen, so dass er selbst denen, die hiermit das Studium der mathemathischen Theorie des Lichts anfangen wollen, verständlich werden kann. —

In den Noten findet man überall die benutzten Abhandlungen citirt, so wie auch zur Erläuterung der schwierigeren Stellen auf die Werke Cauchy's und Anderer verwiesen ist. —

§. 1. Gleichungen des Gleichgewichts und der Bewegung eines Systems von Molekülen*).

Betrachten wir ein System von Molekülen, die durch gegenseitige Anziehungs- und Abstossungskräfte in Gleichgewicht oder

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. p. 1—3.

Bewegung erhalten werden. Es seien im ersten Moment und im Zustande des Gleichgewichts:

x, y, z die Coordinaten der Moleküle m,

$x+x$, $y+y$, $z+z$ die Coordinaten einer andern Moleküle m,

r der Radius vector, welcher von der Moleküle m zur Moleküle m führt, so hat man:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

und die Cosinus der Winkel, welche der Radius vector r mit den positiven Halbaxen der Coordinaten bildet, werden dann:

$$\frac{x}{r}, \quad \frac{y}{r}, \quad \frac{z}{r}.$$

Nehmen wir ferner an, dass die gegenseitige Anziehung und Abstossung zweier Molekülen m und m proportional mit den Massen m und m und mit eine Function des Abstandes r sei, und folglich ohne Rücksicht auf die Zeichen durch

$$mmf(r)$$

ausgedrückt werden kann, indem $f(r)$ eine positive Grösse bezeichnet, wenn die Molekülen einander anziehen, eine negative, wenn sie einander abstossen.

Es sei jetzt

(1)

$$\frac{f(r)}{r} = f(r)$$

das Potenzial der Kraft $f(r)$, so werden die Projectionen der Kraft $mmf(r)$ auf die Coordinataxen ausgedrückt durch:

$$mmxf(r), \quad mmyf(r), \quad mmzf(r)$$

und die Gleichungen des Gleichgewichts der Molekülen werden angenscheinlich:

(2)

$$0 = S[mxf(r)],$$
$$0 = S[myf(r)],$$
$$0 = S[mzf(r)],$$

wo das Zeichen S eine Summe ähnlicher Glieder bezeichnet, die sich auf die verschiedenen Molekülen m beziehen. —

Nehmen wir jetzt an, dass die Molekülen in Bewegung gesetzt werden. Es seien nach Verlauf einer Zeit t... ξ, υ, ζ, die Verschiebungen der Moleküle m längs der drei Coordinataxen, und $\xi+\Delta\xi$, $\upsilon+\Delta\upsilon$, $\zeta+\Delta\zeta$ die, welche sich auf die Moleküle m beziehen, so werden am Ende der Zeit t:

$$x+\xi,\ y+\upsilon,\ z+\zeta$$

die Coordinaten der Moleküle m, und

$$x+x+\xi+\Delta\xi,\ y+y+\upsilon+\Delta\upsilon,\ z+z+\zeta+\Delta\zeta$$

die der Moleküle m sein.

Es sei in demselben Zeitpunkt:

$$r+\varrho$$

der Abstand der Molekülen m und m. Die Projectionen des Abstandes $r+\varrho$ auf die drei Coordinataxen werden gleich sein der Differenz zwischen den Coordinaten der Molekülen m und m, also gleich:

$$x+\Delta\xi,\ y+\Delta\upsilon,\ z+\Delta\zeta,$$

und man wird folglich haben:

$$(r+\varrho)^2=(x+\Delta\xi)^2+(y+\Delta\upsilon)^2+(z+\Delta\zeta)^2.$$

Dies vorausgesetzt, um aus den Gleichungen (2) des Gleichgewichts die der Bewegung herzuleiten, ist es augenscheinlich nur nöthig, in jenen Formeln links vom Gleichheitszeichen statt Null die Differentialen

$$d_t^2\xi,\ d_t^2\upsilon,\ d_t^2\zeta$$

zu substituiren, dann im zweiten Gliede statt des Abstandes r und seiner Projectionen x, y, z, den Abstand $r+\varrho$ und seine Projectionen $x+\Delta\xi$, $y+\Delta\upsilon$, $z+\Delta\zeta$ hineinzusetzen. Auf diese Weise erhält man die folgenden Gleichungen der Bewegung eines Systems von Molekülen:

(3)

$$d_t^2\xi=S[m(x+\Delta\xi)f(r+\varrho)],$$
$$d_t^2\upsilon=S[m(y+\Delta\upsilon)f(r+\varrho)],$$
$$d_t^2\zeta=S[m(z+\Delta\zeta)f(r+\varrho)].$$

§. 2. Gleichungen des Gleichgewichtes und der Bewegung zweier Systeme von Molekülen, die sich gegenseitig durchdringen*).

Betrachten wir jetzt zwei Systeme von Molekülen, die in demselben Theile des Raumes coexistiren.

Es seien im ersten Moment und im Zustande des Gleichgewichts:

x, y, z die Coordinaten einer Moleküle m des ersten Systems oder einer Moleküle m′ des zweiten Systems,

$x+x$, $y+y$, $z+z$ die Coordinaten einer Moleküle m des ersten Systems oder einer Moleküle m′ des zweiten Systems.

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. pag. 33—37.

und r der Radius vector, welcher von m oder m′ zur Molekule m oder m′ gezogen ist, so wird:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

und die Cosions der Winkel, welche dieser Radius vector r mit den Halbaxen der positiven Coordinaten bildet, werden dann gleich:

$$\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r}$$

sein. Nehmen wir ferner an, dass die gegenseitige anziehende oder abstossende Kraft der zwei Massen m und m oder m′ nnd m′, proportional sei mit diesen Massen und mit einer Function des Abstandes, nnd folglich ausgedrückt werden kann durch

$$mmf(r)$$

für die Molekülen m und m des ersten Systems, durch

$$mm'f_{,}(r)$$

für die Molekülen m nnd m′, nnter denen die eine zum ersten, die andere zum zweiten Systeme gehört, nnd durch

$$m'm'f_{,,}(r)$$

für die Molekülen m′ nnd m′ des zweiten Systems. Die Functionen $f(r)$, $f_{,}(r)$, $f_{,,}(r)$ werden dann als positive Grössen angesehen, wenn die Molekülen einander anziehen, als negative, wenn sie eioander abstossen. Bildet man jetzt die Potenzialen dieser Kräfte, oder macht man:

(4)

$$\frac{f(r)}{r} = f(r), \quad \frac{f_{,}(r)}{r} = f_{,}(r), \quad \frac{f_{,,}(r)}{r} = f_{,,}(r),$$

so werden die Projectionen dieser drei Kräfte auf die Coordinatenaxen gleich sein, was die Kraft $mmf(r)$ betrifft:

$$mmxf(r), \; mmyf(r), \; mmzf(r),$$

was die Kraft $mm'f_{,}(r)$ betrifft:

$$mm'xf_{,}(r), \; mm'yf_{,}(r), \; mm'zf_{,}(r),$$

und was dle Kraft $m'm'f_{,,}(r)$ betrifft:

$$m'm'xf_{,,}(r), \; m'm'yf_{,,}(r), \; m'm'zf_{,,}(r).$$

Die Gleichungen des Gleichgewichts der Molekule m werden dann sein:

(5)

$$0 = S[mxf(r)] + S[m'xf_{,}(r)],$$
$$0 = S[myf(r)] + S[m'xf_{,}(r)],$$
$$0 = S[mzf(r)] + S[m'zf_{,}(r)],$$

wo das Zeichen S eine Summe ähnlicher Glieder bezeichnet, die sich auf dic verschiedenen Molekülen m des ersten Systems und

auf die verschiedenen Molekülen m′ des zweiten Systems beziehen. Ebenso werden die Gleichungen des Gleichgewichts der Moleküle m′:

(6)

$$0 = S[m'xf_{,,}(r)] + S[mxf_{,}(r)],$$
$$0 = S[m'yf_{,,}(r)] + S[myf_{,}(r)],$$
$$0 = S[m'zf_{,,}(r)] + S[mzf_{,}(r)],$$

wo das Zeichen S eine Summe ähnlicher Glieder bezeichnet, die sich auf die verschiedenen Molekülen m′ des zweiten und m des ersten Systems beziehen.

Nehmen wir jetzt an, dass die verschiedenen Molekülen m, m, m′, m′ .... sich zu bewegen anfangen. Es seien alsdann am Ende des Zeitraums t... ξ, υ, ζ die Verschiebungen der Moleküle m und ξ', υ', ζ' die Verschiebungen der Moleküle m′ parallel den drei Coordinataxen. Es seien ferner $\xi+\Delta\xi$, $\upsilon+\Delta\upsilon$, $\zeta+\Delta\zeta$ und $\xi'+\Delta\xi'$, $\upsilon'+\Delta\upsilon'$, $\zeta'+\Delta\zeta'$ die entsprechenden Verschiebungen der Molekülen m und m′. Die Coordinaten der Moleküle m werden dann am Ende des Zeitraums t sein:

$$x+\xi,\ y+\upsilon,\ z+\zeta,$$

die der Moleküle m′:

$$x+\xi',\ y+\upsilon',\ z+\zeta',$$

die der Moleküle m:

$$x+x+\xi+\Delta\xi,\ y+y+\upsilon+\Delta\upsilon,\ z+z+\zeta+\Delta\zeta,$$

und die der Moleküle m′:

$$x+x+\xi'+\Delta\xi',\ y+y+\upsilon'+\Delta\upsilon',\ z+z+\zeta'+\Delta\zeta'.$$

Es sei auch nach Verlauf desselben Zeitraums $r+\varrho$ der Abstand der Molekülen m, m; $r+\varrho_{,}$ der Abstand der Molekülen m, m′; $r+{}_{,}\varrho$ der Abstand der Moleküle m′, m, und $r+\varrho_{,,}$ der Abstand der Molekülen m′, m′. Es wird dann:

(7)

$$(r+\varrho)^2 = (x+\Delta\xi)^2 + (y+\Delta\upsilon)^2 + (z+\Delta\zeta)^2,$$
$$(r+\varrho_{,})^2 = (x+\xi'-\xi+\Delta\xi')^2 + (y+\upsilon'-\upsilon+\Delta\upsilon')^2 + (z+\zeta'-\zeta+\Delta\zeta')^2,$$
$$(r+{}_{,}\varrho)^2 = (x+\xi-\xi'+\Delta\xi)^2 + (y+\upsilon-\upsilon'+\Delta\upsilon)^2 + (z+\zeta-\zeta'+\Delta\zeta)^2,$$
$$(r+\varrho_{,,})^2 = (x+\Delta\xi')^2 + (y+\Delta\upsilon') + (z+\Delta\zeta')^2.$$

Um jetzt aus den Gleichungen des Gleichgewichts diejenigen der Bewegung herzuleiten, ist es nur nöthig, in jenen Formeln statt der ersten Theile die Differentialen $d_t^2\xi$, $d_t^2\upsilon$, $d_t^2\zeta$ und $d_t^2\xi'$, $d_t^2\upsilon'$, $d_t^2\zeta'$ zu substituiren und in die zweiten Theile statt des Abstandes r und seiner Projectionen x, y, z in die ersten Glieder der Gleichungen (5) $r+\varrho$ und seine Projectionen, in die zweiten

Glieder derselben Gleichungen $r+\varrho$, und seine Projectionen, in die ersten Glieder der Gleichungen $r+\varrho_{,}$ und seine Projectionen, und endlich in die zweiten Glieder derselben Gleichungen $r+\varrho$ und seine Projectionen. Man erhält auf diese Weise folgende Gleichungen der Bewegung zweier Systeme von Molekülen:

(8)

$$\begin{aligned}
d_t^2\xi &= S[m(x+\Delta\xi)f(r+\varrho)] + S[m'(x+\xi'-\xi+\Delta\xi')f_{,}(r+\varrho_{,})],\\
d_t^2\upsilon &= S[m(y+\Delta\upsilon)f(r+\varrho)] + S[m'(y+\upsilon'-\upsilon+\Delta\upsilon')f_{,}(r+\varrho_{,})],\\
d_t^2\zeta &= S[m(z+\Delta\zeta)f(r+\varrho)] + S[m'(z+\zeta'-\zeta+\Delta\zeta')f_{,}(r+\varrho_{,})],\\
d_t^2\xi' &= S[m'(x+\Delta\xi')f_{,,}(r+\varrho_{,,})] + S[m(x+\xi-\xi'+\Delta\xi)f_{,}(r+\varrho_{,})],\\
d_t^2\upsilon' &= S[m'(y+\Delta\upsilon')f_{,,}(r+\varrho_{,,})] + S[m(y+\upsilon-\upsilon'+\Delta\upsilon)f_{,}(r+\varrho_{,})],\\
d_t^2\zeta' &= S[m'(z+\Delta\zeta')f_{,,}(r+\varrho_{,,})] + S[m(z+\zeta-\zeta'+\Delta\zeta)f_{,}(r+\varrho_{,})].
\end{aligned}$$

§. 3. Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines Systems von Molekülen*).

Betrachten wir jetzt in einem gegebenen Systeme von Molekülen eine schwingende Bewegung, zufolge welcher jede Moleküle sich sehr wenig von ihrer anfänglichen Stellung entfernt. Die Verschiebungen ξ, υ, ζ, $\Delta\xi$, $\Delta\upsilon$, $\Delta\zeta$ können alsdann als unendlich kleine Grössen erster Ordnung betrachtet werden, deren höhere Potenzen man vernachlässigen kann. Man erhält dann:

(9)

$$\varrho = \frac{x\Delta\xi + y\Delta\upsilon + z\Delta\zeta}{r},$$

(10)

$$f(r+\varrho) = f(r) + \varrho d_r f(r),$$

und die Gleichungen (3) werden dann übergehen in:

(11)

$$\begin{aligned}
d_t^2\xi &= S[mf(r)\Delta\xi] + S[md_r f(r)x\varrho],\\
d_t^2\upsilon &= S[mf(r)\Delta\upsilon] + S[md_r f(r)y\varrho],\\
d_t^2\zeta &= S[mf(r)\Delta\zeta] + S[md_r f(r)z\varrho],
\end{aligned}$$

oder, wenn man der Kürze wegen durch L, M, N, P, Q, R folgende characteristische Functionen bezeichnet:

(12)

$$L = S\left\{m\left(f(r) + \frac{x^2}{r}d_r f(r)\right)\Delta\right\},$$

$$M = S\left\{m\left(f(r) + \frac{y^2}{r}d_r f(r)\right)\Delta\right\},$$

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Msth. Tome I. pag. 3—6.

$$N = S\left\{m\left(f(r) + \frac{z^2}{r} d_r f(r)\right)\Delta\right\},$$
$$P = S\left\{m \frac{yz}{r} d_r f(r)\Delta\right\},$$
$$Q = S\left\{m \frac{xz}{r} d_r f(r)\Delta\right\},$$
$$R = S\left\{m \frac{yz}{r} d_r f(r)\Delta\right\},$$

in die folgenden Gleichungen:

(13)

$$d_t^2 \xi = L\xi + R\upsilon + Q\zeta,$$
$$d_t^2 \upsilon = R\xi + M\upsilon + P\zeta,$$
$$d_t^2 \zeta = Q\xi + P\upsilon + N\zeta,$$

welche Gleichungen auch auf folgende Weise geschrieben werden können:

(14)

$$(L - d_t^2)\xi + P\upsilon + Q\zeta = 0,$$
$$R\xi + (M - d_t^2)\upsilon + P\zeta = 0,$$
$$Q\xi + P\upsilon + (N - d_t^2)\zeta = 0.$$

Um diesen Gleichungen die Form lineärer Gleichungen partieller Differentiale zu geben, braucht man nur die endlichen Differenzen der Hauptvariabeln ξ, υ, ζ in Reihen nach ihren derivirten Functionen verschiedener Ordnung zu entwickeln, oder

(15)

$$\Delta = e^{xd_x + yd_y + zd_z} - 1 \text{ *)}$$

zu setzen. Die Coefficienten der derivirten Functionen der absolut Variabeln werden dann Summen der Form:

$$S[mx^n y^{n'} z^{n''} f(r)], \quad S[mx^n y^{n'} z^{n''} d_r f(r)],$$

wo n, n', n'' ganze Zahlen bezeichnen.

Nimmt man jetzt an, die Constitution des gegebenen Systems von Molekülen sei überall dieselbe, so werden diese Summen sich auf constante Grössen reduciren, d. h. unabhängig von den Coordinaten x, y, z der Moleküle m sein. Die Gleichungen 14 können folglich als lineäre Gleichungen partieller Differentiale mit constanten Coefficienten zwischen den Hauptvariabeln ξ, υ, ζ und den Absolutvariabeln x, y, z, t betrachtet werden.

---

*) Man hat bei einer Variabel in Folge des Taylor'schen Theorems $F(x + x) = e^{xd_x} F(x) = F(x) + \Delta F(x)$, folglich $\Delta = e^{xd_x} - 1$, und ebenso bei mehreren Variabeln.

§. 4. Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen zweier Systeme von Molekülen, die sich gegenseitig durchdringen*).

Betrachtet man wie im vorigen Paragraph nur die unendlich kleinen Bewegungen, so kann man die Hauptvariabeln $\xi, \upsilon, \zeta, \xi', \upsilon', \zeta'$, so wie ihre Differenzen $\Delta\xi, \Delta\upsilon, \Delta\zeta, \Delta\xi', \Delta\upsilon', \Delta\zeta'$ als unendlich kleine Grössen erster Ordnung ansehen, deren Quadrate und höhere Potenzen man vernachlässigen kann. Die Grössen $\varrho, \varrho_,, ,\varrho, \varrho_{,,}$ werden folglich auch Grössen derselben Ordnung, und man hat dann:

(16)

$$\varrho = \frac{x\Delta\xi + y\Delta\upsilon + z\Delta\zeta}{r},$$

$$\varrho_, = \frac{x(\xi' - \xi + \Delta\xi') + y(\upsilon' - \upsilon + \Delta\upsilon') + z(\zeta' - \zeta + \Delta\zeta')}{r},$$

$$,\varrho = \frac{x(\xi - \xi' + \Delta\xi) + y(\upsilon - \upsilon' + \Delta\upsilon) + z(\zeta - \zeta' + \Delta\zeta)}{r},$$

$$\varrho_{,,} = \frac{x\Delta\xi' + y\Delta\upsilon' + z\Delta\zeta'}{r};$$

ferner in Folge des Taylor'schen Theorems, wenn man die höheren Potenzen von $\varrho, \varrho_,, ,\varrho, \varrho_{,,}$ vernachlässigt:

(17)

$$f(r+\varrho) = f(r) + \varrho d_r f(r),$$
$$f(r+\varrho_,) = f(r) + \varrho_, d_r f(r), \text{ etc.}$$

Substituirt man diese Werthe in den Gleichungen (8) und berücksichtigt die Formeln 5 und 6, so erhält man:

(18)

$$d_t^2\xi = S[mf(r)\Delta\xi] + S[md_r f(r)x\varrho] + S[m'f_,(r)(\xi' - \xi + \Delta\xi')] + S[m'd_r f_,(r)x\varrho_,],$$
$$d_t^2\upsilon = S[mf(r)\Delta\upsilon] + S[md_r f(r)y\varrho] + S[m'f_,(r)(\upsilon' - \upsilon + \Delta\upsilon')] + S[m'd_r f_,(r)y\varrho_,],$$
$$d_t^2\zeta = S[mf(r)\Delta\zeta] + S[md_r f(r)z\varrho] + S[m'f_,(r)(\zeta' - \zeta + \Delta\zeta')] + S[m'd_r f_,(r)z\varrho_,],$$
$$d_t^2\xi' = S[m'f_{,,}(r)\Delta\xi'] + S[m'd_r f_{,,}(r)x\varrho_{,,}] + S[mf_,(r)(\xi - \xi' + \Delta\xi)] + S[md_r f_,(r)x,\varrho],$$
$$d_t^2\upsilon' = S[m'f_{,,}(r)\Delta\upsilon'] + S[m'd_r f_{,,}(r)y\varrho_{,,}] + S[mf_,(r)(\upsilon - \upsilon' + \Delta\upsilon)] + S[md_r f_,(r)y,\varrho],$$
$$d_t^2\zeta' = S[m'f_{,,}(r)\Delta\zeta'] + S[m'd_r f_{,,}(r)z\varrho_{,,}] + S[mf_,(r)(\zeta - \zeta' + \Delta\zeta)] + S[md_r f_,(r)z,\varrho],$$

oder wenn man der Kürze wegen durch L, M..., L,, M,,...

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. pag. 36—42.

$_{,}L$, $_{,}M$, ... $L_{,,}$, $M_{,,}$ .... folgende characteristischen Functionen bezeichnet:

(19)

$$L = S\left\{m\left(f(r) + \frac{x^2}{r} d_r f(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{x^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$M = S\left\{m\left(f(r) + \frac{y^2}{r} d_r f(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{y^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$N = S\left\{m\left(f(r) + \frac{z^2}{r} d_r f(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{z^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$P = S\left\{m \frac{yz}{r} d_r f(r)\,\Delta\right\} - S\left\{m' \frac{yz}{r} d_r f_{,}(r)\right\},$$

$$Q = S\left\{m \frac{xz}{r} d_r f(r)\,\Delta\right\} - S\left\{m' \frac{xz}{r} d_r f_{,}(r)\right\},$$

$$R = S\left\{m \frac{xy}{r} d_r f(r)\,\Delta\right\} - S\left\{m' \frac{xy}{r} d_r f_{,}(r)\right\},$$

$$L_{,} = S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{x^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$M_{,} = S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{y^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$N_{,} = S\left\{m'\left(f_{,}(r) + \frac{z^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$P_{,} = S\left\{m' \frac{yz}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$Q_{,} = S\left\{m' \frac{xz}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$R_{,} = S\left\{m' \frac{xy}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}L = S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{x^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}M = S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{y^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}N = S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{z^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}P = S\left\{m \frac{yz}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}Q = S\left\{m \frac{xz}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$_{,}R = S\left\{m \frac{xy}{r} d_r f_{,}(r)\,(1+\Delta)\right\},$$

$$L_{,,} = S\left\{m'\left(f_{,,}(r) + \frac{x^2}{r} d_r f_{,,}(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{x^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$M_{,,} = S\left\{m'\left(f_{,,}(r) + \frac{y^2}{r} d_r f_{,,}(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{y^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$N_{,,} = S\left\{m'\left(f_{,,}(r) + \frac{z^2}{r} d_r f_{,,}(r)\right)\Delta\right\} - S\left\{m\left(f_{,}(r) + \frac{z^2}{r} d_r f_{,}(r)\right)\right\},$$

$$P_{,,} = S\left\{m'\frac{yz}{r}d_r f_{,,}(r)\Delta\right\} - S\left\{m\frac{yz}{r}d_r f,(r)\right\},$$

$$Q_{,,} = S\left\{m'\frac{xz}{r}d_r f_{,,}(r)\Delta\right\} - S\left\{m\frac{xz}{r}d_r f,(r)\right\},$$

$$R_{,,} = S\left\{m'\frac{xy}{r}d_r f_{,,}(r)\Delta\right\} - S\left\{m\frac{xy}{r}d_r f,(r)\right\},$$

folgende characteristische Gleichungen:

(20)

$$\begin{aligned}
d_t^2\xi &= L\xi + R\upsilon + Q\zeta + L,\xi' + R,\upsilon' + Q,\zeta',\\
d_t^2\upsilon &= R\xi + M\upsilon + P\zeta + R,\xi' + M,\upsilon' + P,\zeta',\\
d_t^2\zeta &= Q\xi + P\upsilon + N\zeta + Q,\xi' + P,\upsilon' + N,\zeta',\\
d_t^2\xi' &= ,L\xi + ,R\upsilon + ,Q\zeta + L_{,,}\xi' + R,,\upsilon' + Q_{,,}\zeta',\\
d_t^2\upsilon' &= ,R\xi + ,M\upsilon + ,P\zeta + R_{,,}\xi' + M_{,,}\upsilon' + P_{,,}\zeta',\\
d_t^2\zeta' &= ,Q\xi + ,P\upsilon + ,N\zeta + Q_{,,}\xi' + P''\upsilon' + N_{,,}\zeta',
\end{aligned}$$

welche Gleichungen auch auf folgende Weise geschrieben werden können:

(21)

$$\begin{aligned}
(L - d_t^2)\xi + R\upsilon + Q\zeta + L,\xi' + R,\upsilon' + Q,\zeta' &= 0,\\
R\xi + (M - d_t^2)\upsilon + P\zeta + R,\xi' + M,\upsilon' + P,\zeta' &= 0,\\
Q\xi + P\upsilon + (N - d_t^2)\zeta + Q,\xi' + P,\upsilon' + N,\zeta' &= 0,\\
,L\xi + ,R\upsilon + ,Q\zeta + (L_{,,} - d_t^2)\xi' + R_{,,}\upsilon' + Q_{,,}\zeta' &= 0,\\
,R\xi + ,M\upsilon + ,P\zeta + R_{,,}\xi' + (M_{,,} - d_t^2)\upsilon + P_{,,}\zeta' &= 0,\\
,Q\xi + ,P\upsilon + ,N\zeta + Q_{,,}\xi' + P_{,,}\upsilon' + (N_{,,} - d_t^2)\zeta' &= 0.
\end{aligned}$$

Entwickelt man jetzt in diesen Gleichungen die endlichen Differenzen der Hauptvariabeln ξ, υ, ζ, ξ', υ', ζ' in Reihen, die nach ihren derivirten Functionen verschiedener Ordnung entwickelt sind, oder setzt man:

(15)

$$\Delta = e^{xd_x + yd_y + zd_z} - 1,$$

so werden die obenstehenden Gleichungen die Form lineärer partieller Differentialgleichungen bekommen. Die Coefficienten der derivirten Functionen der Absolut-Variabeln werden dann Summen der Form:

(22)

$$S[m\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,f(r)],\quad S[m\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,d_r\,f(r)],\quad S[m'\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,f,(r)],$$
$$S[m'\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,d_r\,f,(r)],$$
$$S[m'\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,f_{,,}(r)],\quad S[m'\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,d_r\,f_{,,}(r)],\quad S[m\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,f,(r)],$$
$$S[m\,x^n\,y^{n'}\,z^{n''}\,d_r\,f,(r)].$$

Nimmt man jetzt an, die Constitution des zweiten Systems von Molekülen sei überall dieselbe, so werden die vier mittleren Summen, die in den Coefficienten der drei letzten der Gleichungen 21 vorkommen, unabhängig von den Coordinaten x, y, z der Moleküle m′, folglich constante Grössen sein. Dies wird immer der Fall sein, wenn das zweite System ein homogener Körper ist. Sind dagegen, wie man in der Lichttheorie annimmt, die Moleküle des ersten Systems, welches wir Aether nennen, viel näher an einander gereiht, als in dem zweiten Systeme, so werden die zwei ersten und zwei letzten der Summen (22) periodisch werden und dieselben Werthe periodisch wiederbekommen, wenn jede der drei Coordinaten x, y, z in arithmetischer Progression wächst oder abnimmt, und die Exponenten dieser Progression werden immer sehr klein in Bezug auf die numerischen Werthe der Coordinaten x, y, z sein. Nun ist aber aus der Theorie der Differentialgleichungen bewiesen*), dass, wenn in einem System von lineären Differentialgleichungen zwischen mehreren Hauptvariabeln die Coefficienten dieser Variabeln und ihrer differentialen Functionen andere Variabeln x, y, z sind, welche periodisch dieselben Werthe erhalten, wenn man jede der unabhängigen Variabeln in einer arithmetischen Progression wachsen oder abnehmen lässt, z. B. wenn man x um ein Multiplum von a, y um ein Multiplum von b, und z um ein Multiplum von c variiren lässt, und diese Exponenten der Progressionen a, b, c sehr klein in Bezug auf die numerischen Werthe von x, y, z sind, alsdann werden die diesen Gleichungen entsprechenden Werthe der Hauptvariabeln mit denen zusammenfallen, welche man erhalten wird, wenn man in den gegebenen Differentialgleichungen jeden periodischen Coefficienten R durch seinen mittleren Werth $\frac{1}{abc}\int_0^a\int_0^b\int_0^c R\,dz\,dy\,dx$ ersetzt. —

Statt der Coefficienten L, M,... $L_{,,}$, $M_{,,}$,... kann man folglich ihre mittleren Werthe setzen, und alsdann die Gleichungen 21 als lineäre partielle Differentialgleichungen mit constanten Coefficienten ansehen. —

---

*) Cauchy, Recueil de mémoires sur divers points de Physique-Mathématique pag. 99.

§. 5. Integration der Differentialgleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines oder zweier Systeme von Molekülen*).

Zur Integration der partiellen Differentialgleichungen (14 und 21) benutzt man folgende Sätze der Lehre der Differentialgleichungen**).

Es seien gegeben zwischen mehreren Hauptvariabeln $\xi, \upsilon, \zeta \ldots$ und die unabhängigen Variabeln x, y, z, t mehrerer linearen Differentialgleichungen mit partiellen Differentialen und constanten Coefficienten, deren Anzahl gleich sei der der Hauptvariabeln, und so, dass kein Glied vorkommt, welches die Hauptvariabeln oder ihre Differentialen nicht enthält. Es sei ferner die Ordnung der in Bezug auf t derivirten Functionen der Hauptvariabeln gleich n' für ξ, n'' für υ, n''' für ζ u. s. w., und die Coefficienten von $d_t^{n'}\xi$, $d_t^{n''}\upsilon$, $d_t^{n'''}\zeta \ldots$ unabhängig von den Characteristiken d_x, d_y, d_z.

Setzen wir:

$$n = n' + n'' + n''' + \ldots.$$

und nehmen wir an, die Hauptvariabeln ξ, υ, ζ ..... verificiren nicht nur für jeden Werth von t die gegebenen Gleichungen, sondern auch für $t = 0$ die Bedingungsgleichungen:

(23)

$$\xi = \varphi(x,y,z);\ d_t\xi = \varphi_1(x,y,z); \ldots\ldots\ d_t^{n'-1}\xi = \varphi_{n'-1}(x,y,z);$$
$$\upsilon = \chi(x,y,z);\ d_t\upsilon = \chi_1(x,y,z); \ldots\ldots\ d_t^{n''-1}\upsilon = \chi_{n''-1}(x,y,z);$$
$$\zeta = \psi(x,y,z);\ d_t\zeta = \psi_1(x,y,z); \ldots\ldots\ d_t^{n'''-1}\zeta = \psi_{n'''-1}(x,y,z);$$
. . . . . .
. . . . . .

Es sei ferner $\nabla = 0$ die characteristische Determinante der gegebenen Differentialgleichungen, d. i. die characteristische Gleichung, welche man erhält durch die Elimination von ξ, υ, ζ .... indem man d_x, d_y, d_z, d_t als Coefficienten behandelt, und wir wollen annehmen, dass dieser Gleichung $\nabla = 0$ eine solche Form gegeben werde, dass der Coefficient des d_t^n die Einheit sei.

Es sei jetzt ω eine Function, welche für jeden Werth von t der Differentialgleichung nter Ordnung:

(24)

$$\nabla\omega = 0$$

genügt, und für $t = 0$ die Bedingungsgleichungen:

---

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. p. 94—101.

**) Idem p. 87.

(25)

$$\omega = 0,\ d_t\omega = 0 \ldots\ldots d_t^{n-1}\omega = \omega(x, y, z),$$

so wird diese Function ω die zur characteristischen Determinante $\nabla = 0$ gehörige principale Function genannt; es seien ferner:

$$\begin{aligned}
&\varphi,\ \varphi_{,},\ \varphi_{,,} \ldots\ldots \varphi_{n'-1},\\
&\chi,\ \chi_{,},\ \chi_{,,} \ldots\ldots \chi_{n''-1},\\
&\psi,\ \psi_{,},\ \psi_{,,} \ldots\ldots \psi_{n'''-1},\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}$$

die Functionen, in welche ω übergeht, wenn man statt $\omega(x, y, z)$ successive die Anfangsfunctionen:

$$\begin{aligned}
&\varphi(x, y, z),\ \varphi_{,}(x, y, z), \ldots\ldots \varphi_{n'-1}(x, y, z),\\
&\chi(x, y, z),\ \chi_{,}(x, y, z), \ldots\ldots \chi_{n''-1}(x, y, z),\\
&\psi(x, y, z),\ \psi_{,}(x, y, z), \ldots\ldots \psi_{n'''-1}(x, y, z),\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}$$

einsetzt. —

Um jetzt den gegebenen Differentialgleichungen genug zu thun, so dass alle die Bedingungen (23) erfüllt werden, braucht man nur die derivirten Functionen:

$$\begin{aligned}
&d_t\xi,\ d_t^2\xi, \ldots\ldots\ldots d_t^{n'}\xi,\\
&d_t\upsilon,\ d_t^2\upsilon, \ldots\ldots\ldots d_t^{n''}\upsilon,\\
&d_t\zeta,\ d_t^2\zeta, \ldots\ldots\ldots d_t^{n'''}\zeta,\\
&\ldots\ldots\ldots\\
&\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}$$

durch die Differenzen:

$$d_t\xi - \nabla\varphi;\ d_t^2\xi - \nabla(\varphi_{,} + d_t\varphi); \ldots\ldots$$
$$d_t^{n'}\xi - \nabla(\varphi_{n'-1} + d_t\varphi_{n'-2} + \ldots . d_t^{n'-2}\varphi_{,} + d_t^{n'-1}\varphi);$$

$$d_t\upsilon - \nabla\chi;\ d_t^2\upsilon - \nabla(\chi_{,} + d_t\chi); \ldots\ldots$$
$$d_t^{n''}\upsilon - \nabla(\chi_{n''-1} + d_t\chi_{n''-2} + \ldots . d_t^{n''-2}\chi_{,} + d_t^{n''-1}\chi);$$

$$d_t\zeta - \nabla\psi;\ d_t^2\zeta - \nabla(\psi_{,} + d_t\psi); \ldots\ldots$$
$$d_t^{n'''}\zeta - \nabla(\psi_{n'''-1} + d_t\psi_{n'''-2} + \ldots . d_t^{n'''-2}\psi_{,} + d_t^{n'''-1}\psi);$$

. . . . . .

zu ersetzen, dann die neuen Gleichungen in Bezug auf $\xi, \upsilon, \zeta \ldots$ aufzulösen, als wären die Characteristiken d_x, d_y, d_z, d_t wirkliche Grössen. —

Wenden wir diesen Satz auf die Gleichungen (14) an, so wird hier die characteristische Determinante:

(26)

$$\Delta = (d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - N) - P^2(d_t^2 - L) - Q^2(d_t^2 - M) - R^2(d_t^2 - N) - 2PQR = 0.$$

Nimmt man jetzt an, dass für $t = 0$:

(27)

$$\xi = \varphi(x, y, z); \quad \upsilon = \chi(x, y, z); \quad \zeta = \psi(x, y, z);$$
$$d_t\xi = \Phi(x, y, z); \quad d_t\upsilon = X(x, y, z); \quad d_t\zeta = \Psi(x, y, z);$$

so dass folglich die drei ersten Grössen die Anfangswerthe der Verschiebungen und die drei letzten die der Geschwindigkeiten bezeichnen; und bezeichnet man durch:

$$\varphi, \chi, \psi,$$
$$\Phi, X, \Psi,$$

die Werthe von ω, welche herauskommen, wenn man statt $\omega(x, y, z)$ successive die Functionen 27 einsetzt, so werden ξ, υ, ζ bestimmt werden durch die Gleichungen:

(28)

$$(L - d_t^2)\xi + R\upsilon + Q\zeta = -\nabla(\Phi + d_t\varphi),$$
$$R\xi + (M - d_t^2)\upsilon + P\zeta = -\nabla(X + d_t\chi),$$
$$Q\xi + P\upsilon + (N - d_t^2)\zeta = -\nabla(\Psi + d_t\psi),$$

wenn man diese Gleichungen in Bezug auf ξ, υ, ζ auflöst, und die Characteristiken d_x, d_y, d_z, d_t als wirkliche Grössen betrachtet. Setzt man folglich:

(29)

$$L = (d_t^2 - M)(d_t^2 - N) - P^2,$$
$$M = (d_t^2 - L)(d_t^2 - N) - Q^2,$$
$$N = (d_t^2 - L)(d_t^2 - M) - R^2,$$
$$P = P(d_t^2 - L) - QR,$$
$$Q = Q(d_t^2 - M) - PR,$$
$$R = R(d_t^2 - N) - PQ,$$

so werden die allgemeinen Integrale der Gleichungen (14) sein:

(30)

$$\xi = L(\Phi + d_t\varphi) + R(X + d_t\chi) + Q(\Psi + d_t\psi),$$
$$\upsilon = R(\Phi + d_t\varphi) + M(X + d_t\chi) + P(\Psi + d_t\psi),$$
$$\zeta = Q(\Phi + d_t\varphi) + P(X + d_t\chi) + N(\Psi + d_t\psi). -$$

Integriren wir jetzt die Gleichungen (21). Ihre characteristische Determinante ist:

(31)

$$\nabla = (d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - L_{,,})(d_t^2 - M_{,,})(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots = 0.$$

Nimmt man jetzt an, dass für $t=0$:

(32)

$$\xi = \varphi(x,y,z); \quad \upsilon = \chi(x,y,z); \quad \zeta = \psi(x,y,z),$$
$$d_t\xi = \Phi(x,y,z); \quad d_t\upsilon = \mathrm{X}(x,y,z); \quad d_t\zeta = \Psi(x,y,z),$$
$$\xi' = \varphi'(x,y,z); \quad \upsilon' = \chi'(x,y,z); \quad \zeta' = \psi'(x,y,z),$$
$$d_t\xi' = \Phi'(x,y,z); \quad d_t\upsilon' = \mathrm{X}'(x,y,z); \quad d_t\zeta' = \Psi'(x,y,z),$$

und bezeichnet man durch:

$$\varphi, \chi, \psi, \varphi', \chi', \psi',$$
$$\Phi, \mathrm{X}, \Psi, \Phi', \mathrm{X}', \Psi',$$

die entsprechenden Werthe der principalen Function ω, so wird man die den Gleichungen (21) und (32) entsprechenden Werthe der Hauptvariabeln bekommen, wenn man die folgenden Gleichungen in Bezug auf $\xi, \upsilon, \zeta, \xi', \upsilon', \zeta'$ auflöst, als wären die Characteristiken d_x, d_y, d_z, d_t wirkliche Grössen, nämlich die Gleichungen:

(33)

$$(\mathrm{L}-d_t^2)\xi + \mathrm{R}\upsilon + \mathrm{Q}\zeta + \mathrm{L}_{,}\xi' + \mathrm{R}_{,}\upsilon' + \mathrm{Q}_{,}\zeta' = -\nabla(\Phi + d_t\varphi),$$
$$\mathrm{R}\xi + (\mathrm{M}-d_t^2)\upsilon + \mathrm{P}\zeta + \mathrm{R}_{,}\xi' + \mathrm{M}_{,}\upsilon' + \mathrm{P}_{,}\zeta' = -\nabla(\mathrm{X} + d_t\chi),$$
$$\mathrm{Q}\xi + \mathrm{P}\upsilon + (\mathrm{N}-d_t^2)\zeta + \mathrm{Q}_{,}\xi' + \mathrm{P}_{,}\upsilon' + \mathrm{N}_{,}\zeta' = -\nabla(\Psi + d_t\psi),$$
$${}_{,}\mathrm{L}\xi + {}_{,}\mathrm{R}\upsilon + {}_{,}\mathrm{Q}\zeta + (\mathrm{L}_{,,}-d_t^2)\xi' + \mathrm{R}_{,,}\upsilon' + \mathrm{Q}_{,,}\zeta' = -\nabla(\Phi' + d_t\varphi'),$$
$${}_{,}\mathrm{R}\xi + {}_{,}\mathrm{M}\upsilon + {}_{,}\mathrm{P}\zeta + \mathrm{R}_{,,}\xi' + (\mathrm{M}_{,,}-d_t^2)\upsilon' + \mathrm{P}_{,,}\zeta' = -\nabla(\mathrm{X}' + d_t\chi'),$$
$${}_{,}\mathrm{Q}\xi + {}_{,}\mathrm{P}\upsilon + {}_{,}\mathrm{N}\zeta + \mathrm{Q}_{,,}\xi' + \mathrm{P}_{,,}\upsilon' + (\mathrm{N}_{,,}-d_t^2)\zeta' = -\nabla(\Psi' + d_t\psi').$$

Setzt man folglich:

(34)

$$L = -(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) + \cdots$$
$$M = -(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) + \cdots$$
$$N = -(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) + \cdots$$
$$L_{,,} = -(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) + \cdots$$
$$M_{,,} = -(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) + \cdots$$
$$N_{,,} = -(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,}) + \cdots$$
$$L_{,} = +\mathrm{L}_{,}(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$$M_{,} = +\mathrm{M}_{,}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$$N_{,} = +\mathrm{N}_{,}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,}) - \cdots$$
$${}_{,}L = +{}_{,}\mathrm{L}(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$${}_{,}M = +{}_{,}\mathrm{M}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,})$$
$${}_{,}N = +{}_{,}\mathrm{N}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})$$
$$P = +\mathrm{P}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$$Q = +\mathrm{Q}(d_t^2-\mathrm{M})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$$R = +\mathrm{R}(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,})(d_t^2-\mathrm{N}_{,,}) - \cdots$$
$$P_{,} = +\mathrm{P}_{,}(d_t^2-\mathrm{L})(d_t^2-\mathrm{N})(d_t^2-\mathrm{L}_{,,})(d_t^2-\mathrm{M}_{,,}) - \cdots$$

$$Q_{,} = +Q_{,}(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - L_{,,})(d_t^2 - M_{,,}) - \ldots.$$
$$R_{,} = +R_{,}(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - L_{,,})(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots.$$
$$_{,}P = +{}_{,}P(d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - L_{,,})(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots.$$
$$_{,}Q = +{}_{,}Q(d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - M_{,,})(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots.$$
$$_{,}R = +{}_{,}R(d_t^2 - L)(d_t^2 - N)(d_t^2 - M_{,,})(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots.$$
$$P_{,,} = +P_{,,}(d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - L_{,,}) - \ldots.$$
$$Q_{,,} = +Q_{,,}(d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - M_{,,}) - \ldots.$$
$$R_{,,} = +R_{,,}(d_t^2 - L)(d_t^2 - M)(d_t^2 - N)(d_t^2 - N_{,,}) - \ldots.$$

wo die sechs ersten Grössen characteristische Functionen zehnten Grades und die übrigen achten Grades in Bezug auf d_t sind, so erhält man:

(35)

$$\begin{aligned}
\xi &= L(\Phi + d_t\varphi) + R(X + d_t\chi) + Q(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + L_{,}(\Phi' + d_t\varphi') + R_{,}(X' + d_t\chi') + Q_{,}(\Psi' + d_t\psi'), \\
\upsilon &= R(\Phi + d_t\varphi) + M(X + d_t\chi) + P(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + R_{,}(\Phi' + d_t\varphi') + M_{,}(X' + d_t\chi') + P_{,}(\Psi' + d_t\psi'), \\
\zeta &= Q(\Phi + d_t\varphi) + P(X + d_t\chi) + N(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + Q_{,}(\Phi' + d_t\varphi') + P_{,}(X' + d_t\chi') + N_{,}(\Psi' + d_t\psi'), \\
\xi' &= {}_{,}L(\Phi + d_t\varphi) + {}_{,}R(X + d_t\chi) + {}_{,}Q(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + L_{,,}(\Phi' + d_t\varphi') + R_{,,}(X' + d_t\chi') + Q_{,,}(\Psi' + d_t\psi'), \\
\upsilon' &= {}_{,}R(\Phi + d_t\varphi) + {}_{,}M(X + d_t\chi) + {}_{,}P(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + R_{,,}(\Phi' + d_t\varphi') + M_{,,}(X' + d_t\chi') + P_{,,}(\Psi' + d_t\psi'), \\
\zeta' &= {}_{,}O(\Phi + d_t\varphi) + {}_{,}P(X + d_t\chi) + {}_{,}N(\Psi + d_t\psi) + \\
&\quad + O_{,,}(\Phi' + d_t\varphi') + P_{,,}(X' + d_t\chi') + N_{,,}(\Psi' + d_t\psi').
\end{aligned}$$

§. 6. Von der principalen Function ω*).

Wie wir eben gesehen haben, hängen die allgemeinen Integralen der Differentialgleichungen (14) und (21) allein von der Bestimmung einer Function ω ab, die wir die principale Function genannt haben. Diese Function soll für jeden Werth von t die Differentialgleichung:

(24)

$$\nabla\omega = F(d_x, d_y, d_z, d_t)\omega = 0$$

verificiren, und für $t = 0$ die Gleichungen:

(25)

$$\omega = 0,\ d_t\omega = 0, \ldots\ldots\ d_t^{n-1}\omega = \omega(x, y, z)$$

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. pag. 76—94, 195—208 u. 411. Compte rendu Tome 13. pag. 40—46, 97—109, 109—124; Tome 14, pag. 2—8.

wo n die Anzahl der Hauptvariabeln bezeichnet, folglich für die Gleichungen (14) $n=3$ und für die Gleichungen (21) $n=6$. –

Es sei jetzt $f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu}$ eine Function der 6 Variabeln x, y, z λ, μ, ν, welche folgender Gleichung Genüge leistet:

(36)

$$\omega(x,y,z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu}\omega(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu$$

wo $\omega(x,y,z)$ eine willkührliche Function bezeichnet. Bezeichnen wir jetzt durch Θ eine Function, welche für jeden Werth von t der Gleichung:

(37)

$$\nabla\Theta = F(d_x, d_y, d_z, d_t)\Theta = 0$$

und für $t=0$ den Gleichungen:

(38)

$$\Theta = 0,\ d_t\Theta = 0,\ \ldots\ d_t^{2n-1}\Theta = f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu},$$

Genüge leistet, so wird folglich:

(39)

$$\omega = \iiint_{-\infty}^{+\infty}\Theta\,\omega(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu.$$

Diese Function würde nämlich in Folge der Bedingung (37) der Gleichung (24) und in Folge der Bedingungen (38) den Gleichungen (25) Genüge leisten. Wenn man also für eine besondere Function $f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu}$, welche die Bedingung (36) erfüllte, die principale Function Θ kennete, so würde man durch die Formel (39) die jeder andern Function $\omega(x,y,z)$ entsprechende principale Function sogleich finden.

Man hat verschiedene Formen der Function $f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu}$. Die einfachste unter diesen ist:

(40)

$$f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu} = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\iiint_{-\infty}^{+\infty} e^{u(x-\lambda)+v(y-\mu)+w(z-\nu)}\,du\,dv\,dw$$

Man hat nämlich für eine beliebige Function $\omega(x,y,z)$ immer die Formel:

(41)

$$\omega(x,y,z) = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int\int\int\int e^{u(x-\lambda)+v(y-\mu)+w(z-\nu)} \times \omega(\lambda,\mu,\nu)\,.\,d\lambda\,d\mu\,d\nu\,du\,dv\,dw\,^*).$$

Um die zu diesem Werthe der Function $f\binom{x,y,z}{\lambda,\mu,\nu}$ gehörige principale Function Θ zu finden, bemerkt man, dass man im Allgemeinen der Gleichung (37) Genüge leistet, wenn man setzt:

(42)

$$\Theta = e^{ux+vy+wz+st}\,\varrho\binom{u,v,w}{\lambda,\mu,\nu},$$

wo $\varrho(u,v,w)$ eine beliebige Function von u, v, w bezeichnet, und s eine Wurzel der Gleichung:

(43)

$$S = F(u,v,w,s) = 0$$

bezeichnet, welche man erhält, wenn man in der characteristischen Determinante $\nabla = 0$, statt d_x, d_y, d_z, d_t die Grössen u, v, w, s setzt. Man erhält nämlich dann:

$$\nabla\Theta = Se^{ux+vy+wz+st}\,\varrho\binom{u,v,w}{\lambda,\mu,\nu},$$

folglich gleich Null. Sollte die Gleichung 43 mehrere gleiche Wurzeln haben, so dass: $S = (s-s_1)^{k_1}(s-s_2)^{k_2}\ldots(s-s_r)^{k_r}$, so würde man nicht allein den Werth (42), sondern auch den folgenden annehmen können:

---

*) Cauchy Ex. d'An et Ph. Math. pag. 77. Diese Formel wird aus der folgenden Fourier'schen hergeleitet:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int e^{u(x-\lambda)\sqrt{-1}} f(\lambda)\,du\,d\lambda,$$

und diese letztere Formel wiederum hergeleitet aus der folgenden:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int f(\lambda)\cos[u(x-\lambda)]\,du\,d\lambda,$$

(Fourier, théorie de la chaleur, pag. 525), indem man bemerkt, dass

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\sin[u(x-\lambda)]\,du = 0.$$

(44)

$$\vartheta = d_s^a\, e^{ux + vy + wz + st}\, \varrho\begin{pmatrix} u, v, w \\ \lambda, \mu, \nu \end{pmatrix},$$

wo s eine der Wurzeln $s_1, s_2 \ldots s_r$ z. B. s_ν bezeichnet, und a jede beliebige ganze Zahl, welche kleiner als k_ν ist, bezeichnen kann. Man hat nämlich alsdann für $s = s_\nu$:

$$S = 0,\ d_s S = 0,\ d_s^2 S = 0, \ldots d_s^{k_\nu - 1} S = 0.$$

Statt dieser verschiedenen, durch die Gleichungen (42) und (44) gegebenen Werthe von ϑ kann man auch die Summe aller dieser Ausdrücke, jede durch eine beliebige, von x, y, z, t unabhängige Grösse multiplicirt oder dividirt, setzen, und man erhält folglich allgemeiner:

(45)

$$\vartheta = \mathcal{E}\, \frac{e^{ux + vy + wz + st}}{[(S)]_s}\, \varrho\begin{pmatrix} u, v, w \\ \lambda, \mu, \nu \end{pmatrix}\text{*)},$$

oder noch allgemeiner, wenn man successive u, v, w alle Werthen zwischen $-\infty$ und $+\infty$ giebt, und die entsprechenden Werthe von ϑ addirt:

(46)

$$\vartheta = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}\, \frac{e^{ux + vy + wz + st}}{[(S)]_s}\, \varrho\begin{pmatrix} u, v, w \\ \lambda, \mu, \nu \end{pmatrix} du\, dv\, dw.$$

Differentiirt man diese Gleichung in Bezug auf t und setzt dann $t = 0$, so erhält man:

(47)

$$\vartheta = 0,\ d_t \vartheta = 0,\ d_t^2 \vartheta = 0 \ldots\ldots$$

$$d_t^{2n-1} \vartheta = \iiint_{-\infty}^{+\infty} e^{ux + vy + wz}\, \varrho\begin{pmatrix} u, v, w \\ \lambda, \mu, \nu \end{pmatrix} du\, dv\, dw,$$

---

*) Man hat nämlich (Moigno Lecons de calcul differentiel pag. 490):

$$\mathcal{E}\, \frac{f(s)}{\left[(s-s_1)^{k_1} (s-s_2)^{k_2} \ldots (s-s_r)^{k_r}\right]} =$$

$$= \sum_{1}^{2n}{}_{\nu}\, \mathcal{E}\, \frac{f(s)}{(s-s_1)^{k_1} (s-s_2)^{k_2} \ldots (s-s_{\nu-1})^{k_{\nu-1}} (s-s_{\nu+1})^{k_{\nu+1}} \ldots (s-s_{2r})^{k_r} \left[(s-s_\nu)^{k_\nu}\right]}$$

$$= \sum_{1}^{2n}{}_{\nu}\, d_{s_\nu}^{\nu-1} \left\{ \frac{f(s_\nu)}{(s_\nu - s_1)^{k_1} (s_\nu - s_2)^{k_2} \ldots (s_\nu - s_{\nu-1})^{k_{\nu-1}} (s_\nu - s_{\nu+1})^{k_{\nu+1}} \ldots (s_\nu - s_r)^{k_r}} \right.$$

(idem pag. 493).

weil, da S in Bezug auf s vom 2n ten Grade ist, $\mathfrak{E}\frac{s^m}{[(S)]_s}=0$, wenn $m<2n-1$ und $\mathfrak{E}\frac{s^m}{[(S)]_s}=1$, wenn $m=2n-1$ *). Um den Gleichungen (38) Genüge zu leisten, braucht man folglich nur anzunehmen:

(48)

$$f\begin{pmatrix}x,y,z\\ \lambda,\mu,\nu\end{pmatrix}=\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int e^{ux+vy+wz}\,\varrho\begin{pmatrix}u,v,w\\ \lambda,\mu,\nu\end{pmatrix}du\,dv\,dw$$

und, wenn man diesen Werth von ω mit dem durch die Gleichung (40) gegebenen vergleicht:

(49)

$$S\begin{pmatrix}u,v,w\\ \lambda,\mu,\nu\end{pmatrix}=\frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\,e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}$$

Setzt man diesen Werth in die Gleichung (46) hinein:

(50)

$$\varphi=\frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int\mathfrak{E}\frac{e^{u(x-\lambda)+v(y-\mu)+w(z-\nu)+st}}{[(S)]_s}\,du\,dv\,dw$$

und die Gleichung (41) giebt alsdann den folgenden Werth der principalen Function:

(51)

$$\omega=\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int\!\!\int\!\!\int\!\!\int\!\!\int\mathfrak{E}\frac{e^{u(x-\lambda)+v(y-\mu)+w(z-\nu)+st}}{[(S)]_s}\cdot\omega(\lambda,\mu,\nu)\frac{d\lambda\,du}{2\pi\sqrt{-1}}\frac{d\mu\,dv}{2\pi\sqrt{-1}}\frac{d\nu\,dw}{2\pi\sqrt{-1}}.$$

Wenn man hier $\frac{u}{\sqrt{-1}}$, $\frac{v}{\sqrt{-1}}$, $\frac{w}{\sqrt{-1}}$, $\lambda-x$, $\mu-y$, $\nu-z$ als rechtwinklige Coordinaten betrachtet, so kann man dadurch, dass man sie in Polarcoordinaten verändert, eine andere Form der principalen Function erhalten. Setzen wir nämlich:

(52)

$$u=h\cos p\sqrt{-1},\quad v=h\sin p\cos q\sqrt{-1},\quad w=h\sin p\sin q\sqrt{-1},$$
$$\lambda-x=\varrho\cos\Theta,\quad \mu-y=\varrho\sin\Theta\cos\tau,\quad \nu-z=\varrho\sin\Theta\sin\tau,$$

und der Kürze willen:

(53)

$$\cos\delta=\cos p\cos\Theta+\sin p\cos q\sin\Theta\cos\tau+\sin p\sin q\sin\Theta\sin\tau.$$

*) Moigno pag. 497.

so wird, wenn man die Formeln:

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} f(u,v,w)\,du\,dv\,dw = \tfrac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{\pi} f(u,v,w)\,h^2 \sin p\,dp\,dq\,dh$$

und

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda-x,\mu-y,\nu-z)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu =$$

$$= \tfrac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{\pi} f(\lambda-x,\mu-y,\nu-z)\,\varrho^2 \sin\Theta\,d\Theta\,d\varphi\,d\varrho$$

berücksichtigt, die principale Function (51) die folgende Form annehmen:

(54)

$$\omega = \tfrac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon \frac{\omega(\lambda,\mu,\nu)\,e^{st-h\varrho\cos\delta\sqrt{-1}}}{|F(h\cos p\sqrt{-1}, h\sin p\cos q\sqrt{-1}, h\sin p\sin q\sqrt{-1}|} \cdot h^2\varrho^2 \frac{dh\,d\varrho}{2\pi}\cdot\frac{dp\,d\Theta}{2\pi}\cdot\frac{dq\,d\varphi}{2\pi}.$$

Man könnte auch diese Formel direct herleiten auf demselben Wege, wie wir die Formel (51) fanden, indem man nämlich statt der Formel (41) die folgende anwendet:

(55)

$$\omega(x,y,z) = \frac{1}{\pi^2}\iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon\,\omega(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu}{[\varepsilon^2+(\lambda-x)^2+(\mu-y)^2+(\nu-z)^2]^2},$$

wo ε eine positive unendlich kleine Grösse bezeichnet *).

Der Werth der principalen Function ω kann folglich immer durch ein sechsfaches Integrale ausgedrückt werden. Für specielle Formen der characteristischen Determinante, so wie auch für besondere Initialwerthe von $d_t^{2n-1}\omega$ kann dieses sechsfache Integrale zu einem vierfachen oder doppelten Integrale reducirt oder sogar ohne Integralzeichen dargestellt werden.

Die verschiedenen speciellen Fälle, welche wir betrachten werden, sind folgende:

1) Wenn der Initialwerth von $d_t^{2n-1}\omega$, welchen wir durch $\omega(x,y,z)$ bezeichnet haben, eine Function von

*) Compte rendu Tome 13. pag. 9, 120—124.

$$ux + vy + wz,$$

oder von

$$x^2 + y^2 + z^2,$$

oder von

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2dyz + 2exz + 2fxy,$$

oder nur im Allgemeinen eine Function von

$$x, y, z$$

ist.

2) Wenn die characteristische Determinante homogen in Bezug auf die Characteristiken d_x, d_y, d_z, d_t ist oder nicht.

3) Wenn die characteristische Determinante eine Function von d_t und von $d_x^2 + d_y^2 + d_z^2$, oder von $ad_x^2 + hd_y^2 + cd_z^2 + 2dd_yd_z + 2ed_xd_z + 2fd_xd_y$ ist. —

Weil man statt $\omega(x, y, z)$ successive die Initialwerthe der Geschwindigkeiten und die der Verschiebungen einsetzt, so bedeuten nämlich die ersten vier Fälle, dass diese Werthe dieselben verbleiben in einem Plan, oder einer Kugeloberfläche, oder Ellipsoideoberfläche, oder irgend einer anderen Fläche, d. h. dass die Wellenfläche ursprünglich plan oder sphärisch, oder ellipsoidisch, oder von irgend einer anderen Form wäre. Die zwei folgenden Fälle sind, wie wir späterhin sehen werden, die, wenn die Gleichung der Wellenfläche unabhängig von der Dauer einer Vibration ist, d. h. wenn keine Dispersion stattfindet, oder wo die Dispersion stattfindet. Die zwei letzten Fälle sind die, wenn der Körper, in dem die Lichtwellen sich fortpflanzen, so beschaffen ist, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten gleich sind in jedem Punkte einer Kugel- oder Ellipsoidenfläche.

Wenn die gegebene characteristische Gleichung homogen wäre, so dass folglich, falls man setzte:

(56)

$$s = h\omega\sqrt{-1}$$

man erhalten würde:

(57)

$$S = F(h\cos p\sqrt{-1}, h\sin p\cos q\sqrt{-1}, h\sin p\sin q\sqrt{-1}, s) =$$
$$= (h\sqrt{-1})^{2n} F(\cos p, \sin p\cos q, \sin p\sin q, \omega),$$

so würde man durch $2n-3$ mal wiederholte Differentiation der Gleichung (54) in Bezug auf t finden:

(58)

$$d_t^{2n-3}\omega = \tfrac{1}{2}\mathcal{E}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s^{2n-3}\cdot\omega(\lambda,\mu,\nu)\cdot e^{st-h\varrho\cos\delta\sqrt{-1}}}{[(h\sqrt{-1})^{2n}F(\cos p,\sin p\cos q,\sin p\sin q,\omega)]_{h,\sqrt{-1}}} \cdot h^2\varrho^2\sin p\sin\Theta\frac{dh\,d\varrho}{2\pi}\cdot\frac{dp\,d\Theta}{2\pi}\cdot\frac{dq\,dt}{2\pi}.$$

Man hat aber:

(59)

$$\mathcal{E}\frac{s^m e^{st}}{[S]_s} = \mathcal{E}\frac{s^m e^{st} d_\omega s}{[S]_\omega}\ ^*),$$

folglich:

(60)

$$d_t^{2n-3}\omega = -\tfrac{1}{2}\mathcal{E}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{h(\omega t-\varrho\cos\delta)\sqrt{-1}}\cdot\omega^{2n-3}{}_{\omega(\lambda,\mu,\nu)}}{[F(\cos p,\sin p\cos q,\sin p\sin q,\omega)]_\omega} \cdot\varrho^2\sin p\sin\Theta\frac{dh\,d\varrho}{2\pi}\cdot\frac{dp\,d\Theta}{2\pi}\cdot\frac{dp^k}{2\pi}$$

Nun ist aber in Folge der Formel Fourier's **):

(61)

$$f(r) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(\varrho)\,e^{k(r-\varrho)\sqrt{-1}}\frac{dk\,d\varrho}{2\pi},$$

folglich, wenn man der Kürze willen setzt:

(62)

$$\lambda' = x + \frac{\omega t}{\cos\delta}\cos\Theta$$

$$\mu' = y + \frac{\omega t}{\cos\delta}\sin\Theta\cos\tau$$

$$\nu' = z + \frac{\omega t}{\cos\delta}\sin\Theta\sin\tau$$

$$h\cos\delta = k$$

$$+\,dh\sqrt{\cos^2\delta} = dk,$$

damit die Integration in Bezug auf h und k dieselbe bleiben soll wenn $\cos\delta$ das Zeichen ändert:

---

*) Cauchy Ex. de Math. Tome I. pag. 171.

**) S. die Anmerkung pag. 105.

(63)

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \varrho^2\,\omega(\lambda,\mu,\nu)\,c^{k\left(\frac{\omega t}{\cos\delta}-\varrho\right)\sqrt{-1}}\,dk\,d\varrho = 2\pi\frac{\omega^2 t^2}{\cos^2\delta}\,\omega(\lambda',\mu',\nu').$$

Snbstituirt man diesen Werth in der Gleichnng (60), so erhält man:

(64)

$$\omega = -\frac{d_t^{2n-3}}{\pi^4\pi^3}\,\mathcal{E}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{\pi}\frac{\omega^{2n-1}\omega(\lambda',\mu',\nu')\,.\,t^2\sin p\sin\Theta\,dp\,d\Theta\,dq\,d\tau}{\cos^2\delta\sqrt{\cos^2\delta}\,[F(\cos p,\sin p\cos q,\sin p\sin q,\omega)]_\omega}$$

Die principale Fnnction kann folglich im Allgemeinen, wenn die characteristische Determinante homogen ist, auf ein vierfaches Integrale redncirt werden.

Es sei jetzt der Initialwerth von $d_t^{2n-1}\omega = \omega(x,y,z)$ nur abhängig von einer lineären Fnnction der Variabeln x, y, z, so dass:

(65)

$$\omega(x,y,z) = \Pi(ux+vy+wz),$$

oder, wenn man um abznkürzen setzt:

(66)

$$\varsigma = ux+vy+wz,$$
$$\omega(x,y,z) = \Pi(\varsigma).$$

Man kann alsdann, wie bekannt, immer die Function $\Pi(\varsigma)$ in eine Reihe entwickeln, welche aus einer endlichen oder unendlichen Anzahl Glieder der Form $\Theta e^{m\varsigma}$ besteht, wo Θ constant ist und m reell oder imaginär sein kann *), so dass folglich:

(67)

$$\Pi(\varsigma) = \Sigma\Theta e^{m_\nu\varsigma},$$

wo das Zeichen Σ sich auf die verschiedenen Werthe von m_ν hezieht. Der diesem Werthe von $\omega(x,y,z)$ entsprechende Werth der principalen Function ω wird alsdann die Summe sein der jedem Gliede der Reihe (67) entsprechenden principalen Fnnctionen. Bezeichnet man folglich durch

$$\Pi_\nu(\varsigma) = \Theta e^{m_\nu\varsigma},$$

ein Glied der Reihe (67) und durch ω_ν die diesem Initialwerthe entsprechende principale Function, so wird:

---

*) Cauchy Ex. de Math. Tome II. pag. 112.

(68)

$$\omega = \Sigma\omega_\nu.$$

Nun ist aber klar, dass man der Gleichung:

$$\nabla\omega_\nu = F(d_x, d_y, d_z, d_t)\,\omega_\nu = 0$$

durch den Werth:

$$\omega_\nu = \Theta e^{m_\nu \varsigma + st}$$

genüget, wo s eine Wurzel der Gleichung:

$$F(m_\nu u, m_\nu v, m_\nu w, s) = 0$$

und folglich eine Function von m_ν

$$s = f(m_\nu)$$

ist, und

$$\omega_\nu = \Theta e^{m_\nu \varsigma + t f(m_\nu)} = F(m_\nu).$$

Nun ist aber nach der Formel Fourier's

(61)

$$F(m_\nu) = \frac{1}{2\pi\sqrt{-1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{k(m_\nu - h')} F(h')\,dh'\,dk,$$

folglich

$$\omega_\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{-1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{k(m_\nu - h')} \cdot \Theta e^{h'\varsigma + t f(h')}\,dh'\,dk$$

$$= \frac{1}{2\pi\sqrt{-1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{h'(\varsigma - k) + t f(h')} \cdot \Pi_\nu(k)\,dh'\,dk$$

oder, wenn man $h' = h\sqrt{-1}$ setzt, und durch s eine Wurzel der Gleichung

$$F(hu\sqrt{-1}, hv\sqrt{-1}, hw\sqrt{-1}, s) = 0$$

bezeichnet:

$$\omega_\nu = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{st + h(\varsigma - k)\sqrt{-1}} \Pi_\nu(k)\,dh\,dk,$$

folglich allgemeiner:

(69)

$$\omega_\nu = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E} \frac{e^{st + h(\varsigma - h)\sqrt{-1}} \Pi_\nu k\,dh\,dk}{[F(hu\sqrt{-1}, hv\sqrt{-1}, hw\sqrt{-1}, s)]_s}.$$

Substituirt man diesen Werth in die Gleichung (68), so erhält man:

$$\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\varepsilon\frac{e^{st+h(\varsigma-k)\sqrt{-1}}\,dh\,dk\,\Sigma\Pi_\nu(k)}{[F(hu\sqrt{-1},\,hv\sqrt{-1},\,hw\sqrt{-1},\,s)]_s}$$

oder weil:

$$\Sigma\Pi_\nu(k) = \Pi(k)$$

(70)

$$\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\varepsilon\frac{e^{st+h(\varsigma-k)\sqrt{-1}}\Pi(k)\,dh\,dk}{[F(hu\sqrt{-1},\,hv\sqrt{-1},\,hw\sqrt{-1},\,s)]_s}.$$

Wäre noch dazu die characteristische Determinante $\nabla = 0$ homogen, so erhält man, wenn man setzt

$$s = .\,h\varphi\sqrt{-1}$$

aus der Formel (70), wenn man die Formel (59) berücksichtigt:

$$\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\varepsilon\frac{e^{h(\varsigma+\varphi t-k)\sqrt{-1}}\Pi(k)\,dh\,dk}{(h\sqrt{-1})^{2n-1}[F(u,v,w,\varphi)]_\varphi},$$

und wenn man $2n-1$ mal in Bezug auf t differentiirt:

(71)

$$d_t^{2n-1}\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\varepsilon\frac{\varphi^{2n-1}e^{h(\varsigma+\varphi t-k)\sqrt{-1}}\Pi(k)\,dh\,dk}{[F(u,v,w,\varphi)]_\varphi}.$$

Nun ist aber nach der Formel Fourier's:

(61)

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{h(\varsigma+\varphi t-k)\sqrt{-1}}\Pi(k)\,dh\,dk = \Pi(\varsigma+\varphi t),$$

folglich giebt die Gleichung (71):

(72)

$$d_t^{2n-1}\omega = \varepsilon\frac{\varphi^{2n-1}\Pi(\varsigma+\varphi t)}{[F(u,v,w,\varphi)]_\varphi},$$

und wenn man $2n-1$ mal in Bezug auf t integrirt und s statt φ setzt:

(73)

$$\omega = d_t^{1-2n}\,\varepsilon\frac{s^{2n-1}\Pi(\varsigma+st)}{[F(u,v,w,s)]_s}.$$

Es sei jetzt der Initialwerth von $d_t^{2n-1}\omega = \omega(x,y,z)$ abhängig von einer ganzen homogenen Function zweiter Ordnung von x, y, z, so dass, wenn:

(74)

$$r = (ax^2 + by^2 + cz^2 + 2dyz + 2exz + 2fxy)^{\frac{1}{2}}$$

(75)

$$v(x,y,z) = \Pi(r) = \Pi(-r).$$

Dieser Initialwerth kann als eine Summe unendlich vieler Glieder, deren jedes eine lineäre Function von x, y, z ist, angesehen werden. Um dieses zu entwickeln, gehen wir von folgender, von Cauchy gegebenen Formel aus: *)

(76)

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} f\left(\frac{\varsigma'}{\tau}\right)\frac{\sin p\,dp\,dq}{\tau^2} = \frac{2\pi}{\Theta}\int_0^{\pi} f(r\cos p)\sin p\,dp,$$

wo $f(x)$ eine beliebige Function von x bedeutet, und wo man hat:

(77)

$$\begin{aligned} u &= \cos p,\quad v = \sin p\cos q,\quad w = \sin p\sin q\\ \varsigma' &= ux + vy + wz\\ \tau &= (au^2 + bv^2 + cw^2 + 2dvw + 2euw + 2fuv)^{\frac{1}{2}}\\ \Theta &= (abc - ad^2 - be^2 - cf^2 - 2def)^{\frac{1}{2}}\\ r &= (ax^2 + by^2 + cz^2 + 2dyz + 2exz + 2fxy)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

wo $a, b, c, d, e, f, x, y, z$ reelle Constanten bezeichnen, und $\mathfrak{a}, \mathfrak{b}, \mathfrak{c}, \mathfrak{d}, \mathfrak{e}, \mathfrak{f}$ so bestimmt sind, dass, wenn man setzt:

(78)

$$\begin{aligned} aX + fY + eZ &= X',\\ fX + bY + dZ &= Y',\\ eX + dY + cZ &= Z', \end{aligned}$$

man erhält:

(79)

$$\begin{aligned} X &= \mathfrak{a}X' + \mathfrak{f}Y' + \mathfrak{e}Z',\\ Y &= \mathfrak{f}X' + \mathfrak{b}Y' + \mathfrak{d}Z',\\ Z &= \mathfrak{e}X' + \mathfrak{d}Y' + \mathfrak{c}Z', \end{aligned}$$

und folglich:

(80)

$$\mathfrak{a} = \frac{cb - d^2}{\Theta^2},\quad \mathfrak{b} = \frac{ac - e^2}{\Theta^2},\quad \mathfrak{c} = \frac{ab - f^2}{\Theta^2},$$

$$\mathfrak{d} = \frac{ef - ad}{\Theta^2},\quad \mathfrak{e} = \frac{fd - be}{\Theta^2},\quad \mathfrak{f} = \frac{de - cf}{\Theta^2}. -$$

Setzt man jetzt in der Gleichung (76) $f(x) = d_x\mathfrak{F}(x) = \mathfrak{F}'(x)$ und führt die Integration rechter Seite aus, so erhält man:

(81)

$$\frac{\mathfrak{F}(r) - \mathfrak{F}(-r)}{r} = \frac{\Theta}{2\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\mathfrak{F}'\left(\frac{\varsigma'}{\tau}\right)\frac{\sin p\,dp\,dq}{\tau^3}.$$

*) Cauchy Ex. de Math. Tome V.

Bemerkt man ferner, dass in Folge der Gleichungen (80)

(82)

$$\Theta = (abc - ad^2 - be^2 - cf^2 + 2def)^{\frac{1}{2}} = (abc - ad^2 - be^2 - cf^2 + 2def)^{-\frac{1}{2}}$$

und wenn man der Kürze willen setzt:

(83)

$$T = (abc - ad^2 - be^2 - cf^2 + 2def)^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\varsigma'}{\tau} = \frac{u}{\tau}x + \frac{v}{\tau}y + \frac{w}{\tau}z = \varsigma'',$$

so kann die Gleichung (81) auf folgende Weise geschrieben werden:

(84)

$$\frac{\mathfrak{F}(r) - \mathfrak{F}(-r)}{r} = \frac{1}{2\pi T}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \mathfrak{F}'(\varsigma'')\frac{\sin p\, dp\, dq}{\tau^3}.$$

Setzt man jetzt

(85)

$$\frac{\mathfrak{F}(x)}{x} = \Pi(x),$$

und bemerkt, dass $\Pi(r) = \Pi(-r)$, folglich $\mathfrak{F}(r) = -\mathfrak{F}(r)$, so wird:

(86)

$$\Pi(r) = \frac{1}{2\pi T}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \mathfrak{F}(\varsigma'')\frac{\sin p\, dp\, dq}{\tau^3}.$$

Der Initialwerth $\Pi(r)$ kann folglich als eine Summe unendlich vieler Glieder angesehen werden, deren jedes eine lineäre Function von x, y, z ist, nämlich von

(83)

$$\varsigma'' = \frac{u}{\tau}x + \frac{v}{\tau}y + \frac{w}{\tau}z.$$

Bezeichnet man folglich durch ω_t die zum Initialwerthe $d_t^{2n-1}\omega_t = \mathfrak{F}(\varsigma'')$ gehörige principale Function, so wird

(84)

$$\omega = \frac{1}{4\pi T}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \omega_t \frac{\sin p\, dp\, dq}{\tau^3}.$$

Nun ist aber wegen der Formel (70)

(85)

$$\omega_t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{E}\frac{e^{st + h(\varsigma'' - k)\sqrt{-1}}\cdot \mathfrak{F}'(k)\, dh\, dk}{\left[\mathfrak{F}\left(\frac{hu\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hv\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hw\sqrt{-1}}{\tau}, s\right)\right]_s}$$

oder wenn die characteristische Gleichung homogen ist, in Folge der Formel (73)

(86)

$$\omega_{,} = d_t^{1-2n}\, \mathcal{E}\, \frac{s^{2n-1}\, \mathfrak{F}'(\varsigma'' + st)}{\left[F\left(\frac{u}{\tau}, \frac{v}{\tau}, \frac{w}{\tau}, s\right)\right]_s}.$$

Folglich wird, wenn die characteristische Gleichung nicht homogen ist

(87)

$$\omega = \frac{1}{8\pi^2 T} \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}\, \frac{e^{st + h(\varsigma'' - k)\sqrt{-1}}\, \mathfrak{F}'(k) \sin p\, dh\, dk\, dp\, dq}{\tau^3 \left[F\left(\frac{hu\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hv\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hw\sqrt{-1}}{\tau}, s\right)\right]_s}$$

und wenn sie homogen ist:

(88)

$$\omega = \frac{d_t^{1-2n}}{4\pi T} \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \mathcal{E}\, \frac{s^{2n-1}\, \mathfrak{F}'(\varsigma'' + st) \sin p\, dp\, dq}{\tau^3 \left[F\left(\frac{u}{\tau}, \frac{v}{\tau}, \frac{w}{\tau}, s\right)\right]_s}.$$

Die letzte Gleichung kann man unter eine andere Form bringen, wenn man berücksichtigt, dass:

$$s\, \mathfrak{F}'(\varsigma'' + st) = d_t\, \mathfrak{F}(\varsigma'' + st) = d_t\left[(\varsigma'' + st)\, \Pi(\varsigma'' + st)\right]$$

und

$$\tau F\left(\frac{u}{\tau}, \frac{v}{\tau}, \frac{w}{\tau}, s\right) = F(u, v, w, \varrho),$$

wo:

$$\varrho = s\tau.$$

Man erhält dann:

$$\omega = \frac{d_t^{2-2n}}{4\pi T} \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{\varrho^{2n-2}(\varsigma' + \varrho t)\, \Pi\left(\frac{\varsigma' + \varrho t}{\tau}\right) \sin p\, dp\, dq}{\tau^2 \left[F(u, v, w, \varrho)\right]_s}$$

und wenn man bemerkt, dass: *)

$$\mathcal{E}\, \frac{\varphi(\varrho)}{[F]_\varrho} = \mathcal{E}\, \frac{\varphi(\varrho)\, d_\varrho s}{[F]_\varrho} = \mathcal{E}\, \frac{\varphi(\varrho)}{\tau [F]_\varrho}.$$

so erhält man, wenn man s statt ϱ setzt,

(89)

$$\omega = \frac{d_t^{2-2n}}{4\pi T} \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \frac{s^{2n-2}(\varsigma' + st)\, \Pi\left(\frac{\varsigma' + st}{\tau}\right) \sin p\, dp\, dq}{\tau^2 \left[F(u, v, w, s)\right]_s}.$$

*) Cauchy Ex. de Math. Tome I. pag. 171.

Wäre endlich der Initialwerth von $d_t^{2n-1}\omega = \omega(x, y, z)$ eine Function der Grösse:

$$\varrho^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

so braucht man nur in den vorhergehenden Formeln zu setzen:

$$a = b = c = 1, \quad d = e = f = 0,$$

folglich:

$$\alpha = \beta = \gamma = 1, \quad \delta = \varepsilon = \zeta = 0,$$
$$\tau^2 = 1, \qquad T = 1,$$

und man erhält folglich, wenn die characteristische Gleichung nicht homogen ist:

(90)

$$\omega = \frac{1}{8\pi^3} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E} \frac{e^{st + h(\varrho' - k)\sqrt{-1}}\, \mathfrak{F}'(k) \sin p \, dh\, dk\, dp\, dq}{[F(hu\sqrt{-1}, hv\sqrt{-1}, hw\sqrt{-1}, s)]_s}$$

und wenn die characteristische Gleichung homogen ist:

(91)

$$\omega = \frac{d_t^{2-2n}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \mathcal{E} \frac{s^{2n-2}(\varrho' + st)\, \Pi(\varrho' + st) \sin p \, dp\, dq}{[F(u, v, w, s)]_s}$$

Wäre in der characteristischen Determinante der erste Theil eine Function von d_t und $a d_x^2 + b d_y^2 + c d_z^2 + 2d d_y d_z + 2e d_x d_z + 2f d_x d_y$, so würden $F\left(\frac{u}{\tau}, \frac{v}{\tau}, \frac{w}{\tau}, s\right)$ und $F\left(\frac{hu\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hv\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hw\sqrt{-1}}{\tau}, s\right)$ unabhängig von u, v, w werden, weil

(77)

$$au^2 + bv^2 + cw^2 + 2dvw + 2euw + 2fuv = \tau^2,$$

und die Gleichungen (87) und (88) würden alsdann in Folge der Formel (84) die folgenden Formen annehmen:

(92)

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E} \frac{\mathfrak{F}'(k)\, e^{st - hk\sqrt{-1}} \cdot \sin hr \cdot dh\, dk}{hr \left[F\left(\frac{hu\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hv\sqrt{-1}}{\tau}, \frac{hw\sqrt{-1}}{\tau}, s\right)\right]_s},$$

(93)

$$\omega = d_t^{1-2n} \mathcal{E} \frac{s^{2n-1}\left[\left(r + \frac{st}{\tau}\right)\Pi\left(r + \frac{st}{\tau}\right) + \left(r - \frac{st}{\tau}\right)\Pi\left(r - \frac{st}{\tau}\right)\right]}{2r\,[F(u, v, w, s)]_s}.$$

Ebenso werden die Gleichungen (90) und (91), wenn der erste Theil der characteristischen Determinante eine Function von d_t und $d_x^2 + d_y^2 + d_z^2$ ist, die Form annehmen:

(94)

$$\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}\frac{\mathfrak{F}'(k)\, e^{st - hk\sqrt{-1}} \sin h\varrho\, dh\, dk}{h\varrho\,[F(hu\sqrt{-1}, hv\sqrt{-1}, hw\sqrt{-1}, s)]_s},$$

(95)

$$\omega = d_t^{1-2n}\, \mathcal{E}\frac{s^{2n-1}\,[(\varrho + st)\,\Pi(\varrho + st) + (\varrho - st)\,\Pi(\varrho - st)]}{2\varrho\,[F(u, v, w, s)]_s}. -$$

§. 7. Von der Wellenfläche und von der characteristischen Fläche*).

Wenn man in der characteristischen Gleichung $\nabla = F(d_x, d_y, d_z, d_t)$ statt der partiellen Differentialen verschiedener Ordnung in Bezug auf x, y, z und t die entsprechenden Potenzen derselben Variabeln setzt, so wird die hierdurch hervorgebrachte Gleichung

(96)

$$F(x, y, z, t) = 0$$

die einer Fläche sein, welche man die characteristische Fläche nennt. —

Die Werthe der unendlich kleinen Verschiebungen der Molekülen, welche durch die Gleichungen (30) und (35) gegeben sind, können verschwinden für verschiedene Werthe der Absolut-Variabeln x, y, z, t; diese Werthe sind von einer Gleichung abhängig, und die Fläche, welche diese Gleichung darstellt, und in welcher folglich keine Verschiebung zur Zeit t stattfindet, wird die Wellenfläche genannt. Wir werden sie durch die Gleichung:

(97)

$$\mathfrak{F}(x, y, z, t) = 0$$

darstellen. —

Die Gleichungen (35) geben die folgenden Werthe von ξ:

(98)

$$\xi = L\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int \mathcal{E}\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\cdot e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\cdot\frac{du\,d\lambda}{2\pi\sqrt{-1}}\cdot\frac{dv\,d\mu}{2\pi\sqrt{-1}}\cdot\frac{dw\,d\nu}{2\pi\sqrt{-1}}$$
$$\cdot[\Phi(\lambda,\mu,\nu) + s\varphi(\lambda,\mu,\nu)] +$$
$$+ R\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int \mathcal{E}\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\cdot e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\cdot\frac{du\,d\lambda}{2\pi\sqrt{-1}}\cdot\frac{dv\,d\mu}{2\pi\sqrt{-1}}\cdot\frac{dw\,d\nu}{2\pi\sqrt{-1}}$$
$$\cdot[X(\lambda,\mu,\nu) + s\chi(\lambda,\mu,\nu)] +$$
$$+ \text{u. s. w.}$$

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome II. pag. 99—108. und

und ähnliche Werthe der übrigen Variabeln υ, ζ, ξ', υ', ζ'. — Damit diese Werthe nun Null werden sollen, ist nothwendig und hinreichend, dass:

(99)

$$ux + vy + wz + st = 0$$

für jeden Werth von s, welchem die Gleichung:

$$F(u, v, w, s) = 0$$

entspricht, weil man alsdann hat unter den Integralzeichen:

$$\mathcal{E}\frac{\text{Const.}}{[F(u, v, w, s)]_s} = 0.$$

Die Gleichung (99) stellt einen Plan vor, welcher für verschiedene Werthe von u, v, w verschiedene Stellungen einnimmt, und in diesem Plan finden folglich keine Verschiebungen statt. Die Enveloppe von allen diesen Plänen wird folglich die Wellenfläche sein. Um die Gleichung dieser Enveloppe zu erhalten, muss man u, v, w eliminiren aus den Gleichungen:*)

(100)

$$\begin{aligned} ux + vy + wz + st &= 0, \\ x + td_u s &= 0, \\ y + td_v s &= 0, \\ z + td_w s &= 0. \end{aligned}$$

Die beiden letzten Gleichungen geben:

$$\frac{x}{y} = \frac{d_u s}{d_v s},$$

und wenn man durch $s_1, s_2, s_3 \ldots s_{2n}$ die verschiedenen Wurzeln der Gleichung:

$$F(u, v, w, s) = 0$$

bezeichnet:

$$\frac{x}{y} = \frac{d_u s_1}{d_v s_1} = \frac{d_u s_2}{d_v s_2} = \frac{d_u s_3}{d_v s_3} = \ldots = \frac{d_u s_{2n}}{d_v s_{2n}} =$$

$$= \frac{d_u(s_1 + s_2 + s_3 + \ldots + s_{2n})}{d_v(s_1 + s_2 + s_3 + \ldots + s_{2n})} = \frac{d_u(s_1 s_2 + s_1 s_3 + \ldots + s_1 s_{2n} + s_2 s_3 + \ldots)}{d_v(s_1 s_2 + s_1 s_3 + \ldots + s_1 s_{2n} + s_2 s_3 + \ldots)} =$$

$$= \frac{d_u(s_1 s_2 s_3 + \ldots\ldots)}{d_v(s_1 s_2 s_3 + \ldots\ldots)} = \text{u. s. w.}$$

und folglich

Compte rendu Tome XIII. pag. 1—16, 184—188, 189—197. Blanchet, Journal de Math. publié par Lionville, pag. 13—23, 23—35.

*) Moigno Leçons de calcul différentiel pag. 454.

(101)

$$\frac{x}{y} = \frac{d_u[F(u,v,w,s)]}{d_v[F(u,v,w,s)]}.$$

Ebenso findet man:

(102)

$$\frac{x}{z} = \frac{d_u[F(u,v,w,s)]}{d_w[F(u,v,w,s)]}.$$

Statt der letzten drei Gleichungen (100) kann man folglich setzen:

$$\frac{x}{d_u F(u,v,w,s)} = \frac{y}{d_v F(u,v,w,s)} = \frac{z}{d_w F(u,v,w,s)},$$

und man erhält folglich die Gleichung der Wellenfläche (97), wenn man u, v, w aus den folgenden Gleichungen eliminirt:

(103)

$$\begin{aligned} F(u,v,w,s) &= 0, \\ ux + vy + wz + st &= 0, \\ \frac{x}{d_u F(u,v,w,s)} &= \frac{y}{d_v F(u,v,w,s)} = \frac{z}{d_w F(u,v,w,s)}. \end{aligned}$$

Wenn die characteristische Fläche homogen wird, so wird s in selbiger Zeit wie u, v, w aus den Gleichungen (103) wegeliminirt und die Gleichung der Wellenfläche wird folglich unabhängig von s, d. h. wie wir späterhin sehen werden, von der Schwingungsdauer werden. Man kann folglich in den Gleichungen (103) s einen willkührlichen Werth geben, z. B. $= -t$ setzen, und wenn man dann durch ξ, η, ζ die Coordinaten eines Punkts der characteristischen Fläche und durch x, y, z die eines Punkts der Wellenfläche bezeichnet, so finden zwischen ihnen die folgenden Gleichungen statt:

(104)

$$\begin{aligned} F(\xi,\eta,\zeta,t) &= 0, \\ \xi x + \eta y + \zeta z - t^2 &= 0, \\ \frac{x}{d_\xi F(\xi,\eta,\zeta,t)} &= \frac{y}{d_\eta F(\xi,\eta,\zeta,t)} = \frac{z}{d_\zeta F(\xi,\eta,\zeta,t)}. \end{aligned}$$

Die erste dieser Gleichungen ist die der characteristischen Fläche, und wenn man durch

(97)

$$\mathfrak{F}(x,y,z,t) = 0$$

die Gleichung der Wellenfläche bezeichnet, so wird man folglich auch haben:

(105)

$$\frac{\xi}{d_x \mathfrak{F}(x,y,z,t)} = \frac{\eta}{d_y \mathfrak{F}(x,y,z,t)} = \frac{\zeta}{d_z \mathfrak{F}(x,y,z,t)}.$$

Diese zwei Punkte $(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z})$ und (x, y, z), unter denen der eine in der characteristischen Fläche, der andere in der Wellenfläche gelegen ist, und welche durch die Gleichungen (104) und (105) mit einander verbunden sind, werden correspondirende Gleichungen dieser zwei Flächen genannt. Nennen wir ϱ und r die vom Anfangspunkte der Coordinaten zu den Punkten $(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z})$ und (x, y, z) gezogenen Radii vectores, und δ den Winkel, welchen sie unter einander bilden, so wird nach der zweiten der Gleichungen (104):

(106)

$$r\varrho\cos\delta = t^2.$$

Wenn die characteristische Determinante homogen ist, und man zieht am Ende der Zeit t zwei Radii vectores zu zwei correspondirenden Punkten der characteristischen Fläche und der Wellenfläche, so wird das Product von einem mit der Projection des andern auf ihm gleich dem Quadrat der Zeit sein. In Folge der letzten der Gleichungen (104) und der Gleichung (105) wird der tangirende Plan durch die eine der zwei correspondirenden Punkte auf dem Radius vector des zweiten Punkts perpendiculär sein. Die Gleichung des tangirenden Plans zur characteristischen Fläche $F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, t) = 0$ durch den Punkt $(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z})$ wird nämlich sein:

(107)

$$(\xi-\mathfrak{x})\,d_{\mathfrak{x}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t) + (\upsilon-\mathfrak{y})\,d_{\mathfrak{y}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t) + (\zeta-\mathfrak{z})\,d_{\mathfrak{z}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t) = 0$$

und die Gleichung des Radius vector r:

$$\frac{\xi-x}{x} = \frac{\upsilon-y}{y} = \frac{\zeta-z}{z}$$

und diese Gleichung kann in Folge der letzten der Gleichungen (104) so geschrieben werden:

$$\frac{\xi-x}{d_{\mathfrak{x}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t)} = \frac{\upsilon-y}{d_{\mathfrak{y}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t)} = \frac{\zeta-z}{d_{\mathfrak{z}}F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t)},$$

was eben die Gleichung einer auf dem Plane (107) perpendiculären Linie ist.

Um aus der homogenen characteristischen Fläche die Wellenfläche herzuleiten, oder umgekehrt, braucht man daher nur auf dem Radius vector zu einer Fläche das Verhältniss zwischen dem Quadrat der Zeit und diesem Radius vector abzusetzen, dann durch den Endpunkt ein auf dem Radius vector perpendiculärer Plan zu legen. Die zweite Oberfläche wird die sein, welche dieser Plan in seinen verschiedenen Stellungen immer tangirt. —

Man sieht hieraus, dass der Winkel δ, welchen die zwei Radii vectores zu zwei correspondirenden Punkten in den beiden Flächen mit einander bilden, gleich ist dem Winkel, welchen jeder Radius vector mit der Normale zur entsprechenden Fläche bildet.

Weil $F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, t)$ immer eine Function von t^2 ist, so hat man, wenn sie zugleich eine homogene Function ist,

$$F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},t) = F(\mathfrak{x},\mathfrak{y},\mathfrak{z},-t) = F(-\mathfrak{x},-\mathfrak{y},-\mathfrak{z},t) = F(-\mathfrak{x},-\mathfrak{y},-\mathfrak{z},-t),$$

und folglich wegen der Gleichungen (104) auch:

$$\mathfrak{F}(x,y,z,t) = \mathfrak{F}(x,y,z,-t) = \mathfrak{F}(-x,-y,-z,t) = \mathfrak{F}(-x,-y,-z,-t).$$

Jede gerade Linie, welche durch den Anfangspunkt der Coordinaten geführt wird, ist folglich ein Diameter beider Oberflächen, und der Anfangspunkt das Centrum derselben.

Wenn man nun ein System von Molekülen betrachtet, so ist die Gleichung

$$F(u, v, w, s) = 0$$

dritten Grades in Bezug auf s^2, und hat in Bezug auf s^2 lauter reelle Wurzeln. Sie ist nämlich hervorgegangen aus der Elimination von ξ, υ, ζ aus den Gleichungen:

(108)

$$\begin{aligned}(\mathfrak{L} - s^2)\xi + \mathfrak{N}\upsilon + \mathfrak{Q}\zeta &= 0,\\ \mathfrak{N}\xi + (\mathfrak{M} - s)\upsilon + \mathfrak{P}\zeta &= 0,\\ \mathfrak{Q}\xi + \mathfrak{P}\upsilon + (\mathfrak{N} - s^2)\zeta &= 0,\end{aligned}$$

wo $\mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N}, \mathfrak{P}, \mathfrak{Q}, \mathfrak{R}$ die den characteristischen Functionen L, M, N, P, Q, R entsprechenden Werthe bezeichnen, wenn man in diesen statt d_x, d_y, d_z die Grössen u, v, w setzt. Setzt man der Kürze willen:

$$\begin{aligned}\mathfrak{L}\xi + \mathfrak{N}\upsilon + \mathfrak{Q}\zeta &= \mathfrak{E},\\ \mathfrak{N}\xi + \mathfrak{M}\upsilon + \mathfrak{P}\zeta &= \mathfrak{F},\\ \mathfrak{Q}\xi + \mathfrak{P}\upsilon + \mathfrak{N}\zeta &= \mathfrak{G},\end{aligned}$$

so können die Gleichungen (108) so geschrieben werden:

$$\mathfrak{E} = \xi s^2, \quad \mathfrak{F} = \upsilon s^2, \quad \mathfrak{G} = \zeta s^2.$$

Bezeichnet man jetzt durch s_1^2, s_2^2, s_3^2 die drei Wurzeln der Gleichung $F(u, v, w, s) = 0$, durch $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \upsilon_1, \upsilon_2, \upsilon_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ die entsprechenden Werthe von ξ, υ, ζ, und durch $\mathfrak{E}_1, \mathfrak{E}_2, \mathfrak{E}_3, \mathfrak{F}_1, \mathfrak{F}_2, \mathfrak{F}_3, \mathfrak{G}_1, \mathfrak{G}_2, \mathfrak{G}_3$ die entsprechenden Werthe von $\mathfrak{E}, \mathfrak{F}, \mathfrak{G}$, so erhält man:

(109)

$$\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 &= \xi_1 s_1^2; \quad \mathfrak{E}_2 = \xi_2 s_2^2; \quad \mathfrak{E}_3 = \xi_3 s_3^2,\\ \mathfrak{F}_1 &= \upsilon_1 s_1^2; \quad \mathfrak{F}_2 = \upsilon_2 s_2^2; \quad \mathfrak{F}_3 = \upsilon_3 s_3^2,\\ \mathfrak{G}_1 &= \zeta_1 s_1^2; \quad \mathfrak{G}_2 = \zeta_2 s_2^2; \quad \mathfrak{G}_3 = \zeta_3 s_3^2. —\end{aligned}$$

Wäre einer der drei Werthe von s^2 imaginär, so muss, weil die Coefficienten der Gleichung $F(u, v, w, s) = 0$ reelle Functionen von u, v, w sind, ein anderer Werth von s^2, z. B. s_2^2, dem erstern Werthe conjungirt sein. Dann müssen aber auch ξ_1 und ξ_2, υ_1 und υ_2, ζ_1 und ζ_2 conjungirte Ausdrücke sein, so dass:

$$\xi_1 = a + \alpha\sqrt{-1},\ \xi_2 = a - \alpha\sqrt{-1},$$
$$\upsilon_1 = b + \beta\sqrt{-1},\ \upsilon_2 = b - \beta\sqrt{-1},$$
$$\zeta_2 = c + \gamma\sqrt{-1},\ \zeta_2 = c - \gamma\sqrt{-1}.$$

Man erhält nun aber aus den Gleichungen (109):

$$\frac{\xi_2\mathfrak{E}_1 + \upsilon_2\mathfrak{F}_1 + \zeta_2\mathfrak{G}_1}{s_1^2} = \frac{\xi_1\mathfrak{E}_2 + \upsilon_1\mathfrak{F}_2 + \zeta_1\mathfrak{G}_2}{s_2^2} = \xi_1\xi_2 + \upsilon_1\upsilon_2 + \zeta_1\zeta_2.$$

In diesen Brüchen sind nun die Nenner ungleich, die Zähler aber gleich, nämlich jeder von beiden gleich:

$$\mathfrak{L}\xi_1\xi_2 + \mathfrak{M}\upsilon_1\upsilon_2 + \mathfrak{N}\zeta_1\zeta_2 + \mathfrak{P}(\upsilon_1\zeta_2 + \upsilon_2\zeta_1) + \mathfrak{Q}(\xi_1\zeta_2 + \xi_2\zeta_1) + \\ + \mathfrak{R}(\xi_1\upsilon_2 + \xi_2\upsilon_1).$$

Die Zähler müssen folglich gleich Null sein, und folglich auch

$$\xi_1\xi_2 + \upsilon_1\upsilon_2 + \zeta_1\zeta_2 = 0,$$

oder, wenn man die Werthe von $\xi_1, \xi_2, \upsilon_1, \upsilon_2, \zeta_1, \zeta_2$ substituirt,

$$a^2 + \alpha^2 + b^2 + \beta^2 + c^2 + \gamma^2 = 0,$$

was unmöglich ist. Die Gleichung $F(u, v, w, s) = 0$ hat folglich in Bezug auf s^2 drei reelle Wurzeln.

§. 8. Reduction der einer homogenen characteristischen Gleichung entsprechenden principalen Function ω, wenn die characterische Gleichung lauter reelle Wurzeln hat und der Anfangswerth von $d_t^{2n-1}\omega$ nur innerhalb einer sehr kleinen Kugelfläche merkbar ist*).

Es sei die characteristische Gleichung:

$$\nabla = F(d_x, d_y, d_z, d_t) = 0,$$

die in Bezug auf d_t^2 aufgelöst lauter reelle Wurzeln hat, und der Anfangswerth von

$$d_t^{2n-1}\omega = \Pi(r),$$

wo

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

eine gerade Function von r, welche verschwindet ausserhalb der Grenzen:

$$r = +\varepsilon,\ r = -\varepsilon,$$

*) Compte rendu Tome XIII. pag. 397—412, 455—467, 487—497, 564—579, 1087—1095.

wo ε eine sehr kleine Grösse bezeichnet. Man hat dann die Gleichung:

(91)

$$\omega = \frac{d_t^{2-2n}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{s^{2n-2} \cdot \varrho \cdot \Pi(\varrho)}{[F(u, v, w, s)]_s} \sin p \, dp \, dq$$

wo:

(110)

$$\varrho = ux + vy + wz + st$$
$$u = \cos p, \quad v = \sin p \cos q, \quad w = \sin p \sin q.$$

Denken wir uns jetzt um den Anfangspunkt der Coordinaten eine Kugelfläche beschrieben, deren Radius die Einheit ist, und nennen wir $\mathfrak{v}$ den durch die Polarcoordinaten p und q bestimmten Punkt dieser Fläche, so wird der Ausdruck:

$$\sin p \, dp \, dq$$

das zum Punkte $\mathfrak{v}$ gehörige Element derselben vorstellen. Nennen wir dieses Element $\mathfrak{d}$ und bezeichnen durch Θ den Theil des Residuums:

$$\varepsilon \frac{s^{2n-2} \varrho \Pi(\varrho)}{[F(u, v, w, s)]_s},$$

welche den Polarcoordinaten p und q und einer bestimmten Wurzel s^2 der Gleichung:

$$F(u, v, w, s) = 0,$$

die nach der obigen Bedingung lauter reelle Wurzeln hat, entspricht. Man hat dann:

(111)

$$\omega = \frac{d_t^{2n-2}}{4\pi} \Sigma \Theta . \mathfrak{d},$$

wo das Zeichen Σ sich auf alle Werthe von $\mathfrak{d}$ und s erstreckt.

Unter den verschiedenen Elementen der Kugelfläche $\mathfrak{d}, \mathfrak{d}', \mathfrak{d}''$ werden wir jetzt diejenigen aussuchen, welche denselben Werthen von ϱ entsprechen. Wenn man in der Gleichung:

(110)

$$\varrho = ux + vy + wz + st$$

ϱ als constant und u, v, w als Variabeln ansieht, so wird diese Gleichung einen Plan vorstellen, welcher perpendicular auf dem Radius vector O$\mathfrak{v}$ ist. Wenn die Winkel p und q variiren, wird dieser Plan folglich auch seine Stellung ändern, so dass er immer eine Fläche:

(112)

$$\mathfrak{F}(x, y, z, t, \varrho) = 0$$

tangirt. Wir werden diese Fläche durch LMN bezeichnen. Setzt man hier $\varrho = 0$, so wird:

$$\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z + \mathfrak{s}t = 0$$

und die Gleichung (112) wird folglich die der Wellenfläche:

$$\mathfrak{F}(x, y, z, t) = 0$$

werden, und die Flächen, welche durch die Gleichungen:

$$\mathfrak{F}(x, y, z, t, -\varrho) = 0 \text{ und } \mathfrak{F}(x, y, z, t, +\varrho) = 0$$

ausgedrückt sind, werden die innere und äussere Enveloppe des Raums vorstellen, welcher von einer beweglichen Kugelfläche beschrieben wird, deren Radius $= \varrho$ ist und deren Centrum auf die Wellenfläche herumgeführt wird. Bezeichnen wir jetzt durch T den Punkt, wo der auf dem Radius vector $O\mathfrak{d}$ perpendiculäre Plan:

(110)

$$\varrho = \mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z + \mathfrak{s}t$$

die Fläche (112) LMN tangirt, und ziehen wir durch T eine gerade Linie parallel mit $O\mathfrak{d}$, so wird diese Linie sowohl zur Fläche (112) LMN, wie auch zur Wellenfläche normal sein, und die letztere in einem Punkte D schneiden. Der Abstand TD beider Flächen wird dann eben den Zahlenwerth von ϱ vorstellen. Um jetzt alle die Punkte T, welche bestimmten Werthen von x, y, z und ϱ entsprechen, zu finden, muss man durch den Punkt (x, y, z), den wir durch A bezeichnen werden, eine Kegelfläche legen, welche die Fläche (112) LMN überall tangirt. Der Punkt T kann dann ein beliebiger Punkt der Berührungslinie $TT'T''$ sein. Zieht man jetzt durch alle Punkte dieser Linie Normalen zur Fläche (112), LMN, und durch den Anfangspunkt der Coordinaten O Linien parallel mit diesen Normalen, so werden diese die um O beschriebene Kugelfläche in einer Linie $\mathfrak{d}\mathfrak{d}'\mathfrak{d}''$ schneiden, welche den Platz der Elemente $\mathfrak{d}$, $\mathfrak{d}'$, $\mathfrak{d}''$ andeuten wird, die demselben Werthe von x, y, z und ϱ entsprechen.

Da $\mathbf{F}(\mathfrak{u}, \mathfrak{v}, \mathfrak{w}, \mathfrak{s})$ eine homogene Gleichung ist, und in Bezug auf $\mathfrak{s}$ geraden Grades, so wird Θ denselben Werth erhalten, wenn man $\mathfrak{u}, \mathfrak{v}, \mathfrak{w}, \mathfrak{s}$ mit $-\mathfrak{u}$, $-\mathfrak{v}$, $-\mathfrak{w}$, $-\mathfrak{s}$ vertauscht, und man braucht folglich in der Summe $\Sigma\Theta\mathfrak{d}$ nur die Glieder zu berechnen, welche einem positiven Werthe von $\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z$ entsprechen, oder Werthen von $\mathfrak{u}, \mathfrak{v}, \mathfrak{w}$, die der Gleichung:

(113)

$$\mathfrak{u}x + \mathfrak{v}y + \mathfrak{w}z > 0$$

Genüge leisten, wenn nur dann das Resultat verdoppelt wird.

Setzt man sodann:

(114)

$$P = \frac{1}{4\pi}\Sigma\Theta\mathfrak{H},$$

wo das Summationszeichen sich nicht auf die verschiedenen Werthe von s erstreckt, und nur auf die Werthe von $\mathfrak{u}, \mathfrak{v}, \mathfrak{w}$, welche der Gleichung (113) Genüge leisten, so wird:

(115)

$$\mathfrak{d}_t^{2n-2}\omega = 2\Sigma P,$$

wo das Summationszeichen sich auf die verschiedenen Werthe von s bezieht.

Wenn jetzt der Initialwerth von $\mathfrak{d}_t^{2n-1}\omega$ oder der Function $\Pi(r)$ nur einen merklichen Werth hat innerhalb einer sehr kleinen Kugelfläche, deren Radius $= \varepsilon$ und deren Centrum der Anfangspunkt O der Coordinaten ist, so braucht man augenscheinlich in der Summe $\mathfrak{H}, \mathfrak{H}', \mathfrak{H}''$ zu berücksichtigen, welche Werthe von ϱ entsprechen, die zwischen den Grenzen:

$$\varrho = -\varepsilon \text{ und } \varrho = +\varepsilon$$

eingeschlossen sind.

Es sei jetzt λ der Abstand des Punkts x, y, z, A von der Wellenfläche und eine sehr kleine Grösse, so wird der durch die Berührungslinie $TT'T''$ eingeschlossene Flächenraum der Fläche LMN immer sehr klein werden, und annäherungsweise eine Zone bilden, deren Höhe gleich $(\lambda - \varrho)$ wird. Zieht man vom Anfangspunkt O der Coordinaten aus Radii vectores zur Linie $TT'T''$ und verlängert diese, bis sie die Wellenfläche in einer Linie $SS'S''$ schneiden, so wird diese Linie auf der Wellenfläche eine Zone einschliessen, die der auf der Fläche LMN annäherungsweise congruent sein wird. Verlängert man jetzt die Radii vectores $O\mathfrak{v}, O\mathfrak{v}', O\mathfrak{v}''$, bis sie die characteristische Fläche schneiden, und nennt die auf dieser Fläche abgeschnittene Linie $VV'V''$, so werden die Linien $SS'S''$ und $VV'V''$ correspondirende Linien werden, die erste auf der Wellenfläche, die zweite auf der characteristischen Fläche. Der von der letzten Linie eingeschlossene Flächenraum wird dann annäherungsweise eine Zone werden, deren Höhe wir durch τ bezeichnen wollen. Um diese zu finden, betrachten wir zwei correspondirende Punkte S und V der Linien $SS'S''$ und $VV'V''$. Bezeichnen wir durch $X + \Delta X$, $Y + \Delta Y$, $Z + \Delta Z$ die

Coordinaten des Punkts S, und durch $\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z}$ die Coordinaten des Punkts V; bezeichnen wir ferner durch D den Punkt, wo die durch A gezogene Normale zur Wellenfläche diese trifft, und durch E den correspondirenden Punkt der characteristischen Fläche, durch X, Y, Z die Coordinaten des Punkts D, und durch $\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}$ die des Punkts E, so werden in Folge der Gleichungen (104), (97) und (105):

(116)

$$\mathfrak{S} = F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}\, t) = 0, \quad \mathfrak{F}(X, Y, Z, t) = 0,$$

$$\mathfrak{x}X + \mathfrak{y}Y + \mathfrak{z}Z - t^2 = 0,$$

$$\frac{d_{\mathfrak{x}} F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, t)}{X} = \frac{d_{\mathfrak{y}} F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, t)}{Y} = \frac{d_{\mathfrak{z}} F(\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, t)}{Z},$$

(117)

$$F(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x}, \mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y}, \mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z}, t) = 0, \quad \mathfrak{F}(X+\Delta X, Y+\Delta Y, Z+\Delta Z, t) = 0,$$

$$(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x})(X+\Delta X) + (\mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y})(Y+\Delta Y) + (\mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z})(Z+\Delta Z) - t^2 = 0,$$

$$\frac{d_{\mathfrak{x}} F(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x}, \mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y}, \mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z}, t)}{X+\Delta X} = \frac{d_{\mathfrak{y}} F(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x}, \mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y}, \mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z}, t)}{X+\Delta Y} =$$

$$= \frac{d_{\mathfrak{z}} F(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x}, \mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y}, \mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z}, t)}{Z+\Delta Z}.$$

Entwickelt man jetzt die erste der Gleichungen und berücksichtigt die erste der Gleichungen (116), (117), so erhält man:

(118)

$$\Delta\mathfrak{x} \cdot d_{\mathfrak{x}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{y} d_{\mathfrak{y}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{z} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + \tfrac{1}{2}(\Delta\mathfrak{x}^2 d_{\mathfrak{x}}^2\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{y}^2 d_{\mathfrak{y}}^2\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{z}^2 d_{\mathfrak{z}}^2\mathfrak{S} +$$
$$+ 2\mathfrak{y}\mathfrak{z} d_{\mathfrak{y}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + 2\mathfrak{x}\mathfrak{z} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + 2\mathfrak{x}\mathfrak{y} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{y}}\mathfrak{S}) + \ldots = 0,$$

und wenn man die dritte der Gleichungen (117) entwickelt, und die höheren Potenzen von $\Delta\mathfrak{x}$, $\Delta\mathfrak{y}$, $\Delta\mathfrak{z}$, ΔX, ΔY, ΔZ vernachlässigt:

$$\frac{d_{\mathfrak{x}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{x} d_{\mathfrak{x}}^2\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{y} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{y}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{z} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S}}{X+\Delta X} =$$

$$= \frac{d_{\mathfrak{y}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{x} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{y}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{y} d_{\mathfrak{y}}^2\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{z} d_{\mathfrak{y}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S}}{Y+\Delta Y} =$$

$$= \frac{d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{x} d_{\mathfrak{x}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{y} d_{\mathfrak{y}} d_{\mathfrak{z}}\mathfrak{S} + \Delta\mathfrak{z} d_{\mathfrak{z}}^2\mathfrak{S}}{Z+\Delta Z}.$$

Subtrahirt man diese Gleichungen von der dritten der Gleichungen (116), so erhält man:

(119)

$$\frac{\Delta X \cdot \frac{d_x \mathfrak{S}}{X} - \Delta\xi d_x^2 \mathfrak{S} - \Delta\eta d_x d_y \mathfrak{S} - \Delta\zeta d_x d_z \mathfrak{S}}{X + \Delta X} =$$

$$= \frac{\Delta Y \cdot \frac{d_y \mathfrak{S}}{Y} - \Delta\xi d_x d_y \mathfrak{S} - \Delta\eta d_y^2 \mathfrak{S} - \Delta\zeta d_y d_z \mathfrak{S}}{Y + \Delta Y} =$$

$$= \frac{\Delta Z \cdot \frac{d_z \mathfrak{S}}{Z} - \Delta\xi d_x d_z \mathfrak{S} - \Delta\eta d_y d_z \mathfrak{S} - \Delta\zeta d_z^2 \mathfrak{S}}{Z + \Delta Z}.$$

Bezeichnet man jetzt durch R und r die Radii vectores zu den Punkten D und E, und setzt:

(120)

$$X = UR, \quad Y = VR, \quad Z = WR,$$
$$\xi = ur, \quad \eta = vr, \quad \zeta = wr,$$

so wird die Höhe der Zone $SS'S''$, $(\lambda - \varrho)$, gleich sein der Projection der Linie DS auf der durch D gezogenen Normale, welche parallel mit dem Radius vector OE ist, folglich:

(121)

$$\lambda - \varrho = u\Delta X + v\Delta Y + w\Delta Z,$$

und ebenso die Höhe der Zone $VV'V''$:

(122)

$$\tau = U\Delta\xi + V\Delta\eta + W\Delta\zeta,$$

und folglich, wenn man die Gleichungen (120) berücksichtigt:

(123)

$$r(\lambda - \varrho) - R\tau = \xi\Delta X + \eta\Delta Y + \zeta\Delta Z - X\Delta\xi - Y\Delta\eta - Z\Delta\zeta.$$

Multiplicirt man jetzt die Zähler und Nenner der Brüche (119) respective mit Δx, Δy, Δz, und addirt die Zähler und Nenner unter sich, so wird man mit Rücksicht auf die Gleichungen (116), (117), (118), (123) erhalten:

$$\frac{r(\lambda - \varrho) - R\tau}{\Delta\xi(X + \Delta X) + \Delta\eta(Y + \Delta Y) + \Delta\zeta(Z + \Delta Z)} \cdot \frac{d_x F(\xi, \eta, \zeta, t)}{X}$$

und dieser Ausdruck soll nun jedem von den drei Brüchen (119) gleich sein, und folglich mit den Differenzen Δx, Δy, Δz, ΔX, ΔY, ΔZ verschwinden. Weil nun $\frac{d_x F(\xi, \eta, \zeta, t)}{X}$ im Allgemeinen nicht mit diesen Grössen verschwindet, so muss der Ausdruck:

(124)

$$\frac{r(\lambda - \varrho) - R\tau}{\Delta\xi(X + \Delta X) + \Delta\eta(Y + \Delta Y) + \Delta\zeta(Z + \Delta Z)}$$

sehr klein sein. Nun ist aber wegen der Gleichungen (116), (120) und (121):

$$\Delta\mathfrak{x}\,(X+\Delta X)+\Delta\mathfrak{y}\,(Y+\Delta Y)+\Delta\mathfrak{z}\,(Z+\Delta Z)=$$
$$=(\mathfrak{x}+\Delta\mathfrak{x})(X+\Delta X)+(\mathfrak{y}+\Delta\mathfrak{y})(Y+\Delta Y)+(\mathfrak{z}+\Delta\mathfrak{z})(Z+\Delta Z)-$$
$$-\mathfrak{x}X-\mathfrak{y}Y-\mathfrak{z}Z-(\mathfrak{x}\Delta X+\mathfrak{y}\Delta X+\mathfrak{z}\Delta Z)=$$
$$=-(\mathfrak{x}\Delta X+\mathfrak{y}\Delta Y+\mathfrak{z}\Delta Z)$$
$$=-\mathfrak{r}\,(u\Delta X+v\Delta Y+w\Delta Z)=-\mathfrak{r}\,(\lambda-\varrho)$$

und der Bruch (124) reducirt sich folglich auf folgenden Ausdruck:

$$\frac{R}{\lambda-\varrho}\cdot\frac{\tau}{r}-1,$$

und weil dieses Verhältniss annäherungsweise gleich Null sein muss, so hat man:

$$\tau=\frac{r}{R}\,(\lambda-\varrho),$$

oder weil R von r sehr wenig verschieden ist:

(125)

$$\tau=\frac{r}{r}\,(\lambda-\varrho).$$

Angenommen jetzt, dass der tangirende Plan zum Punkte *E* der characteristischen Fläche diese nicht gleich schneidet, so wird die von der Kurve *V V' V''* eingeschlossene Zone gleich sein dem Product von τ in der Peripherie eines Kreises, dessen Halbmesser das geometrische Mittel zwischen den beiden Hauptkrümmungshalbmessern der characteristischen Fläche im Punkte *E* sind. Diese beiden Krümmungshalbmesser variiren nun so wie die Coordinaten des Punktes *E* proportional mit der Zeit, und sind folglich dem Radius vector τ proportional. Ihr geometrisches Mittel wird folglich auch proportional mit diesem Radius vector sein, und wir können es folglich durch:

$$k\tau$$

vorstellen. Die von der Kurve *V V' V''* eingeschlossene Zone wird folglich gleich

$$2\pi k\tau\,.\,\frac{r}{r}\,(\lambda-\varrho)$$

sein. Bezeichnet man jetzt durch δ den Winkel, welchen die Normale in *E* mit dem Radius vector O*E* macht, und beschreibt um *E* mit O*E* als Halbmesser eine Kugelfläche, so wird die Projection der Zone *V V' V''* auf diese Kugelfläche gleich

$$\frac{2\pi k\tau^2\,(\lambda-\varrho)}{r}\cos\delta$$

sein, und die von $bb'b''$ eingeschlossene Zone folglich gleich

$$\mathfrak{K} = 2\pi k \cdot \frac{\lambda - \varrho}{r} \cos\delta$$

sein. Bezeichnet man jetzt durch $\mathfrak{P}$ den Theil von P, welcher Werthen von p und q entsprieht, die Polarcoordinaten der Punkte auf die Zone $\mathfrak{K}$ vorstelle, so wird:

$$d_\varrho \mathfrak{P} = \frac{1}{4\pi} \Theta d_\varrho \mathfrak{K}$$

und folglich, wenn man den Werth von $\mathfrak{K}$ substituirt:

$$d_\varrho \mathfrak{P} = -\frac{k}{2r} \Theta \cos\delta$$

und weil $\mathfrak{K}$ und folglich auch $\mathfrak{P}$ verschwindet, wenn $\varrho = \lambda$:

$$\mathfrak{P} = \int_\varrho^\lambda \frac{k}{2r} \Theta \cos\delta d\varrho.$$

Um hieraus den Werth von P zu finden, braucht man nur statt ϱ im Integrationszeichen $-\varepsilon$ zu setzen, folglich:

$$P = \int_{-\varepsilon}^\lambda \frac{k}{2r} \Theta \cos\delta d\varrho$$

oder weil:

$$\lambda = ux + vy + wz + st = \varrho' + st,$$

wo x, y, z die Coordinaten des Punktes A sind:

(126)

$$P = \int_{-\varepsilon}^{\varrho' + st} \frac{k}{2r} \Theta \cos\delta d\varrho.$$

Dieses in die Gleichung (115) eingesetzt giebt:

(127)

$$d_t^{2n-2}\omega = \Sigma \frac{s^{2n-2}}{[F(u, v, w, s)]_s} \cdot \frac{k\cos\delta}{r} \int_{-\varepsilon}^{\varrho' + st} \varrho^{II}(\varrho) d\varrho,$$

wenn man zugleich den Werth von Θ substituirt. Hier bezeichnen u, v, w die Cosinus der Winkel, welche der Radius vector zum Punkte E der eharaeteristisehen Fläche, oder die mit demselben parallelen Normale zum Punkte D der Wellenfläche mit den Coordinataxen bildet. Diese können abgeleitet werden aus den Gleichungen:

(128)

$$\mathfrak{F}(x, y, z, t) = 0$$

$$\frac{u}{d_x \mathfrak{F}(x, y, z, t)} = \frac{v}{d_y \mathfrak{F}(x, y, z, t)} = \frac{w}{d_z \mathfrak{F}(x, y, z, t)}$$

$$u^2 + v^2 + w^2 = 1$$

und ihre Zeichen müssen so gewählt werden, dass sie der Gleichung

(113)

$$ux + vy + wz > 0$$

Genüge leisten. Durch δ wird der Winkel bezeichnet, welchen die Normale in D mit dem Radius vector dieses Punktes macht, und man hat folglich:

$$\cos\delta = \frac{ux + vy + wz}{r} = \frac{\varsigma'}{r}.$$

Durch k wird das Verhältniss zwischen dem mittleren Krümmungsradius des Punktes E in der characteristischen Fläche und dem Radius vector dieses Punktes bezeichnet. Um das Integral im zweiten Gliede der Gleichung (127) wegzuschaffen, kann man setzen:

$$\varrho\Pi(\varrho) = \mathfrak{F}(\varrho)$$

und in Bezug auf t differentiirt, so erhält man, weil $d_t\varrho = s$:

$$d_t^{2n-1}\omega = \mathcal{E}\frac{s^{2n-1}}{[F(u, v, w, s)]_s} \cdot \frac{k\cos\delta}{r} \int_{-\varepsilon}^{\varsigma' + st} f(\varrho)\, d\varrho$$

oder:

(129)

$$d_t^{2n-1}\omega = \mathcal{E}\frac{s^{2n-1}(\varsigma' + st)\,\Pi(\varsigma' + st)}{[F(u, v, w, s)]_s} \cdot \frac{k\cos\delta}{r},$$

weil $f(-\varepsilon) = 0$.

Bezeichnet man jetzt durch $\varphi(t)$ die rechte Seite dieser Gleichung und setzt:

$$\psi(\mu) = \int_0^{\mu}\int_0^{\mu}\cdots\int_0^{\mu}\varphi(\mu)\, d\mu^{2n-2}$$

so wird:

$$\omega = \int_0^t \psi(\mu)\, d\mu.$$

Integrirt man hier durch partielle Integration, und bemerkt, dass $\psi(\mu)$ so wie seine $2n-3$ ersten Differentialen mit μ verschwinden, so erhält man:

$$\int_0^t \psi(\mu)\,d\mu = \int_0^t \frac{(t-\mu)^{2n-2}}{1.2.\ldots.(2n-2)}\,d\mu^{2n-2}\cdot\psi(\mu)\,d\mu$$

oder:

$$\omega = \int_0^t \frac{(t-\mu)^{2n-2}}{1.2.3.\ldots.(2n-2)}\cdot\varphi(\mu)\,d\mu$$

und wenn man den Werth von $\varphi(\mu)$ einsetzt:

(130)

$$\omega = \varepsilon\int_0^t \frac{(t-\mu)^{2n-2}}{1.2.3.\ldots.(2n-2)}\cdot\frac{s^{2n-1}(\varsigma'+s\mu)\,\Pi(\varsigma'+s\mu)}{[F(u,v,w,s)]_s}\cdot\frac{k\cos\delta}{r}\,d\mu.$$

§. 9. Ueber die Begrenzung der Wellen*).

Die innere Begrenzung der Wellen ist unter denselben Voraussetzungen wie im vorigen Paragraphen durch die Fläche [siehe (112)]:

(131)

$$\mathfrak{F}(x,y,z,t,-\varepsilon) = 0$$

bestimmt. Nimmt man nämlich an, der Punkt A, (x,y,z), läge innerhalb dieser Fläche, so könnte dieser Punkt nicht der Scheitel eines um die Fläche LMN (112) beschriebenen Kegels werden, wo ϱ zwischen den Grenzen $-\varepsilon$ und $+\varepsilon$ eingeschlossen ist. Das $2n-2$te Differential der principalen Function und folglich wegen der Gleichungen (25) auch diese Function selbst wird verschwinden, und es wird dann im Punkte A weder Verschiebung noch Geschwindigkeit stattfinden. Die Fläche (131) bildet folglich unter denselben Voraussetzungen wie im vorigen Paragraphen die innere Grenze der Wellen.

Liegt der Punkt A ausserhalb der Fläche:

(132)

$$\mathfrak{F}(x,y,z,t,+\varepsilon) = 0,$$

so dass sein Abstand von der Wellenfläche grösser als ε ist, so giebt die Gleichung (127):

$$d_t^{2n-2}\omega = \varepsilon\frac{s^{2n-2}}{[F(u,v,w,s)]_s}\cdot\frac{k\cos\delta}{r}\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon}\varrho\,\Pi(\varrho)\,d\varrho = 0,$$

weil $\varrho\,\Pi(\varrho)$ eine ungerade Function von ϱ ist. Die Fläche (132) wird folglich die äussere Grenze der Wellen sein, und ausserhalb wird weder Verschiebung noch Geschwindigkeit stattfinden. —

*) Compte rendu Tome XIII. pag. 189—197, 494—497.

Wir haben bis jetzt vorausgesetzt, der Werth von $d_t^{2n-1}\omega$ wäre anfänglich nur innerhalb einer sehr kleinen Kugelfläche merkbar; nehmen wir jetzt an, es wäre statt dessen nur innerhalb einer gewissen Fläche Q merkbar. Man braucht dann nur den Anfangswerth von $d_t^{2n-1}\omega$ in Theile zu zerlegen, deren jeder nur innerhalb einer sehr kleinen Kugelfläche bemerkbar ist. Um dann die innere und äussere Grenze der Wellen zu erhalten, braucht man nur die Fläche Q so zu bewegen, dass jeder ihrer Punkte eine gerade Linie beschreibt, gleich und parallel mit einem Radius vector OA, vom Anfangspunkte der Coordinaten O zu einem beliebigen Punkte A der Wellenfläche gezogen, und dass der Punkt O in diesen Punkt A fällt. Die innere und äussere Enveloppe der verschiedenen Stellungen, welche die Fläche Q auf diese Weise einnehmen wird, mit Hinsicht auf die verschiedenen Stellungen des Punktes A, werden dann die innere und äussere Begrenzung der Wellen. —

§. 10. Particuläre Integrale der Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines Systems von Molekülen *).

Die Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines Systems von Molekülen sind:

(14)

$$\begin{aligned}(L-d_t^2)\xi+R\upsilon+Q\zeta&=0,\\ R\xi+(M-d_t^2)\upsilon+P\zeta&=0,\\ Q\xi+P\upsilon+(N-d_t^2)\zeta&=0.\end{aligned}$$

Um diesen Gleichungen Genüge zu leisten, braucht man nur die Hauptvariabeln ξ, υ, ζ derselben Exponentialgrösse, deren Exponent eine lineäre Function von x, y, z, t ist, proportional zu setzen; folglich:

(133)

$$\xi = Ae^{ux+vy+wz-st};\quad \upsilon = Be^{ux+vy+wz-st};\quad \zeta = Ce^{ux+vy+wz-st}$$

wo u, v, w, s, A, B, C folgenden Gleichungen genügen müssen:

(134)

$$\begin{aligned}(\mathfrak{L}-s^2)A+\mathfrak{N}B+\mathfrak{Q}C&=0,\\ \mathfrak{N}A+(\mathfrak{M}-s^2)B+\mathfrak{P}C&=0,\\ \mathfrak{Q}A+\mathfrak{P}B+(\mathfrak{N}-s^2)C&=0,\end{aligned}$$

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. pag. 1—10.

wo die Werthe von $\mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N}, \mathfrak{P}, \mathfrak{Q}, \mathfrak{R}$ aus denen von L, M, N, P, Q, R, (12), hergeleitet werden, wenn man in diesen statt der Characteristiken d_x, d_y, d_z die Grössen u, v, w einsetzt. Setzt man folglich:

(134)

$$\mathfrak{G} = S\left[m f(r)\left(e^{ux+vy+wz} - 1\right)\right],$$

$$\mathfrak{H} = S\left[\frac{m}{r} d_r f(r)\left(e^{ux+vy+wz} - 1 - (ux+vy+wz) - \frac{(ux+vy+wz)^2}{2}\right)\right],$$

so werden:

(135)

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{G} + d_u^2 \mathfrak{H}, \quad \mathfrak{M} = \mathfrak{G} + d_v^2 \mathfrak{H}, \quad \mathfrak{N} = \mathfrak{G} + d_w^2 \mathfrak{H},$$
$$\mathfrak{P} = d_v d_w \mathfrak{H}, \quad \mathfrak{Q} = d_u d_w \mathfrak{H}, \quad \mathfrak{R} = d_u d_v \mathfrak{H}.$$

Eliminirt man jetzt die Factoren A, B, C aus den Gleichungen (133), so erhält man die folgende Gleichung:

(136)

$$S = (s^2 - \mathfrak{L})(s^2 - \mathfrak{M})(s^2 - \mathfrak{N}) - \mathfrak{P}^2(s^2 - \mathfrak{L}) - \mathfrak{Q}^2(s^2 - \mathfrak{M}) - \mathfrak{R}^2(s^2 - \mathfrak{N}) - 2\mathfrak{P}\mathfrak{Q}\mathfrak{R} = 0.$$

Nimmt man jetzt an, s sei eine beliebige Wurzel dieser Gleichung, und bezeichnet durch α, β, γ willkührliche Constanten, so können die Gleichungen (133) so geschrieben werden:

(137)

$$(\mathfrak{L} - s^2)A + \mathfrak{R}B + \mathfrak{Q}C = -\alpha S,$$
$$\mathfrak{R}A + (\mathfrak{M} - s^2)B + \mathfrak{P}C = -\beta S,$$
$$\mathfrak{Q}A + \mathfrak{P}B + (\mathfrak{N} - s^2)C = -\gamma S,$$

und hieraus erhält man:

$$A = \mathfrak{f}\alpha + \mathfrak{U}\beta + \mathfrak{Q}\gamma,$$
$$B = \mathfrak{U}\alpha + \mathfrak{M}\beta + \mathfrak{P}\gamma,$$
$$C = \mathfrak{Q}\alpha + \mathfrak{P}\beta + \mathfrak{U}\gamma,$$

oder:

(138)

$$\frac{A}{\mathfrak{f}\alpha + \mathfrak{U}\beta + \mathfrak{Q}\gamma} = \frac{B}{\mathfrak{U}\alpha + \mathfrak{M}\beta + \mathfrak{P}\gamma} = \frac{C}{\mathfrak{Q}\alpha + \mathfrak{P}\beta + \mathfrak{U}\gamma},$$

wo $\mathfrak{f}, \mathfrak{M}, \mathfrak{U}, \mathfrak{P}, \mathfrak{Q}, \mathfrak{U}$ durch die folgenden Gleichungen bestimmt sind

(139)

$$\mathfrak{f} = (s^2 - \mathfrak{M})(s^2 - \mathfrak{N}) - \mathfrak{P}^2, \quad \mathfrak{M} = (s^2 - \mathfrak{L})(s^2 - \mathfrak{N}) - \mathfrak{Q}^2,$$
$$\mathfrak{U} = (s^2 - \mathfrak{L})(s^2 - \mathfrak{M}) - \mathfrak{R}^2,$$
$$\mathfrak{P} = \mathfrak{P}(s^2 - \mathfrak{L}) - \mathfrak{Q}\mathfrak{R}, \quad \mathfrak{Q} = \mathfrak{Q}(s^2 - \mathfrak{M}) - \mathfrak{P}\mathfrak{R}, \quad \mathfrak{U} = \mathfrak{R}(s^2 - \mathfrak{N}) - \mathfrak{P}\mathfrak{Q}.$$

Die Werthe von α, β, γ sind willkührlich; nimmt man an, zwei derselben seien gleich Null und der dritte Werth gleich der Einheit, so wird:

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{L}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{Q}}{\mathfrak{L}}, \text{ oder}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{U}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{U}}, \text{ oder}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{Q}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{Q}},$$

und folglich, wenn man durch A_1, A_2, A_3 drei beliebige Constanten bezeichnet:

(140)

$$\xi = A_1 \mathfrak{L} e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon = A_1 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},$$

$$\zeta = A_1 \mathfrak{Q} e^{ux+vy+wz-st}, \text{ oder:}$$

(140′)

$$\xi = A_2 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon = A_2 \mathfrak{M} e^{ux+vy+wz-st},$$

$$\zeta = A_2 \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st}, \text{ oder:}$$

(140″)

$$\xi = A_3 \mathfrak{Q} e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon = A_3 \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st},$$

$$\zeta = A_3 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st}.$$

§. 11. Particuläre Integrale der Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen zweier Systeme von Molekülen, die sich gegenseitig durchdringen*).

Die Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen zweier Systeme von Molekülen sind:

(21)

$$\begin{aligned}
(L-d_t^2)\xi + R\upsilon + Q\zeta + L,\xi' + R,\upsilon' + Q,\zeta' &= 0,\\
R\xi + (M-d_t^2)\upsilon + P\zeta + R,\xi' + M,\upsilon' + P,\zeta' &= 0,\\
Q\xi + P\upsilon + (N-d_t^2)\zeta + Q,\xi' + P,\upsilon' + N,\zeta' &= 0,\\
,L\xi + ,R\upsilon + ,Q\zeta + (L_{,,}-d_t^2)\xi' + R_{,,}\upsilon' + Q_{,,}\zeta' &= 0,\\
,R\xi + ,M\upsilon + ,P\zeta + R_{,,}\xi' + (M_{,,}-d_t^2)\upsilon + P_{,,}\zeta' &= 0,\\
,Q\xi + ,P\upsilon + ,N\zeta + Q_{,,}\xi' + P_{,,}\upsilon' + (N_{,,}-d_t^2)\zeta' &= 0.
\end{aligned}$$

Um diesen Gleichungen Genüge zu leisten, braucht man nur die Hauptvariabeln ξ, υ, ζ, ξ', υ', ζ' derselben Exponentialgrösse, deren Exponent eine lineäre Function von x, y, z, t ist, proportional zu setzen; folglich:

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph, Math. Tome I. pag. 42—48.

(141)

$$\xi = Ae^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon = Be^{ux+vy+wz-st},\quad \zeta = Ce^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A'e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = B'e^{ux+vy+wz-st},\quad \zeta' = C'e^{ux+vy+wz-st},$$

wo u, v, w, s, A, B, C, A', B', C' den folgenden Gleichungen Genüge leisten müssen:

(142)

$$\begin{aligned}
(\mathfrak{L}-s^2)A + \mathfrak{N}B + \mathfrak{Q}C + \mathfrak{L}_,A' + \mathfrak{N}_,B' + \mathfrak{Q}_,C' &= 0,\\
\mathfrak{N}A + (\mathfrak{M}-s^2)B + \mathfrak{P}C + \mathfrak{N}_,A' + \mathfrak{M}_,B' + \mathfrak{P}_,C' &= 0,\\
\mathfrak{Q}A + \mathfrak{P}B + (\mathfrak{N}-s^2)C + \mathfrak{Q}_,A' + \mathfrak{P}_,B' + \mathfrak{N}_,C' &= 0,\\
{}_,\mathfrak{L}A + {}_,\mathfrak{N}B + {}_,\mathfrak{Q}C + (\mathfrak{L}_{,,}-s^2)A' + \mathfrak{N}_{,,}B' + \mathfrak{Q}_{,,}C' &= 0,\\
{}_,\mathfrak{N}A + {}_,\mathfrak{M}B + {}_,\mathfrak{P}C + \mathfrak{N}_{,,}A' + (\mathfrak{M}_{,,}-s^2)B' + \mathfrak{P}_{,,}C' &= 0,\\
{}_,\mathfrak{Q}A + {}_,\mathfrak{P}B + {}_,\mathfrak{N}C + \mathfrak{Q}_{,,}A' + \mathfrak{P}_{,,}B' + (\mathfrak{N}''-s^2)C' &= 0,
\end{aligned}$$

wo die Werthe von $\mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \ldots \mathfrak{L}_,, \mathfrak{M}_,, \ldots {}_,\mathfrak{L}, {}_,\mathfrak{M}, \ldots \mathfrak{L}_{,,}, \mathfrak{M}_{,,}, \ldots$ aus denen von $L, M, \ldots L_,, M_,, \ldots {}_,L, {}_,M, \ldots L_{,,}, M_{,,}, \ldots$ (19) hergeleitet werden, wenn man in diesen statt der Characteristiken d_x, d_y, d_z die Grössen u, v, w einsetzt. Setzt man folglich:

(143)

$$\mathfrak{G} = S\left|m f(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1\right)\right| - S\left|m' f_,(r)\right|,$$

$$\mathfrak{H} = S\left|\frac{m}{r} d_r f(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1-(ux+vy+wz)-\frac{(ux+vy+wz)^2}{2}\right)\right| - S\left|\frac{m'}{r} d_r f_,(r)\frac{(ux+vy+wz)^2}{2}\right|,$$

$$\mathfrak{G}_, = S\left|m' f_,(r) e^{ux+vy+wz}\right|,$$

$$\mathfrak{H}_, = S\left|\frac{m'}{r} d_r f_,(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1-(ux+vy+wz)\right)\right|,$$

$${}_,\mathfrak{G} = S\left|m f_,(r) e^{ux+vy+wz}\right|,$$

$${}_,\mathfrak{H} = S\left|\frac{m}{r} d_r f_,(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1-(ux+vy+wz)\right)\right|,$$

$$\mathfrak{G}_{,,} = S\left|m' f_{,,}(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1\right)\right| - S\left|m f_,(r)\right|,$$

$$\mathfrak{H}_{,,} = S\left|\frac{m'}{r} d_r f_{,,}(r)\left(e^{ux+vy+wz}-1-(ux+vy+wz)-\frac{(ux+vy+wz)^2}{2}\right)\right| - S\left|\frac{m}{r} d_r f_,(r)\frac{(ux+vy+wz)^2}{2}\right|,$$

so werden:

(144)

$$\begin{array}{lll}
\mathfrak{L} = \mathfrak{G} + d_u^2 \mathfrak{H}, & \mathfrak{M} = \mathfrak{G} + d_v^2 \mathfrak{H}, & \mathfrak{N} = \mathfrak{G} + d_w^2 \mathfrak{H}, \\
\mathfrak{P} = d_v d_w \mathfrak{H}, & \mathfrak{Q} = d_u d_w \mathfrak{H}, & \mathfrak{R} = d_u d_v \mathfrak{H}, \\
\mathfrak{L}_1 = \mathfrak{G}_1 + d_u^2 \mathfrak{H}_1, & \mathfrak{M}_1 = \mathfrak{G}_1 + d_v^2 \mathfrak{H}_1, & \mathfrak{N}_1 = \mathfrak{G}_1 + d_w^2 \mathfrak{H}_1, \\
\mathfrak{P}_1 = d_v d_w \mathfrak{H}_1, & \mathfrak{Q}_1 = d_u d_w \mathfrak{H}_1, & \mathfrak{R}_1 = d_u d_v \mathfrak{H}_1, \\
\mathfrak{L}' = \mathfrak{G}' + d_u^2 \mathfrak{H}', & \mathfrak{M}' = \mathfrak{G}' + d_v^2 \mathfrak{H}', & \mathfrak{N}' = \mathfrak{G}' + d_w^2 \mathfrak{H}', \\
\mathfrak{P}' = d_v d_w \mathfrak{H}', & \mathfrak{Q}' = d_u d_w \mathfrak{H}', & \mathfrak{R}' = d_u d_v \mathfrak{H}', \\
\mathfrak{L}_{11} = \mathfrak{G}_{11} + d_u^2 \mathfrak{H}_{11}, & \mathfrak{M}_{11} = \mathfrak{G}_{11} + d_v^2 \mathfrak{H}_{11}, & \mathfrak{N}_{11} = \mathfrak{G}_{11} + d_w^2 \mathfrak{H}_{11}, \\
\mathfrak{P}_{11} = d_v d_w \mathfrak{H}_{11}, & \mathfrak{Q}_{11} = d_u d_w \mathfrak{H}_{11}, & \mathfrak{R}_{11} = d_u d_v \mathfrak{H}_{11}. -
\end{array}$$

Eliminirt man jetzt die Factoren A, B, C, A', B', C' aus den Gleichungen (142), so erhält man die folgende Gleichung:

(145)

$$S = (s^2 - \mathfrak{L})(s^2 - \mathfrak{M})(s^2 - \mathfrak{N})(s^2 - \mathfrak{P})(s^2 - \mathfrak{Q})(s^2 - \mathfrak{R}) - \text{etc.} \ldots = 0.$$

Nimmt man jetzt an, s sei eine beliebige Wurzel dieser Gleichung und bezeichnet durch $\alpha, \beta, \gamma, \alpha', \beta', \gamma'$ sechs beliebige Constanten, so können die Gleichungen (142) auf folgende Weise geschrieben werden:

(146)

$$\begin{array}{l}
(\mathfrak{L} - s^2)A + \mathfrak{R}B + \mathfrak{Q}C + \mathfrak{L}'A' + \mathfrak{R}'B' + \mathfrak{Q}'C' = -\alpha S, \\
\mathfrak{R}A + (\mathfrak{M} - s^2)B + \mathfrak{P}C + \mathfrak{R}'A' + \mathfrak{M}'B' + \mathfrak{P}'C' = -\beta S, \\
\mathfrak{Q}A + \mathfrak{P}B + (\mathfrak{N} - s^2)C + \mathfrak{Q}'A' + \mathfrak{P}'B' + \mathfrak{N}'C' = -\gamma S, \\
\mathfrak{L}'A + \mathfrak{R}'B + \mathfrak{Q}'C + (\mathfrak{L}_{11} - s^2)A' + \mathfrak{R}_{11}B' + \mathfrak{Q}_{11}C' = -\alpha' S, \\
\mathfrak{R}'B + \mathfrak{M}'B + \mathfrak{P}'C + \mathfrak{R}_{11}A' + (\mathfrak{M}_{11} - s^2)B' + \mathfrak{P}_{11}C' = -\beta' S, \\
\mathfrak{Q}'A + \mathfrak{P}'B + \mathfrak{N}'C + \mathfrak{Q}_{11}A' + \mathfrak{P}_{11}B' + (\mathfrak{N}_{11} - s^2)C' = -\gamma' S,
\end{array}$$

und hieraus erhält man:

$$\begin{array}{l}
A = \mathfrak{L}\alpha + \mathfrak{N}\beta + \mathfrak{Q}\gamma + \mathfrak{L}'\alpha' + \mathfrak{N}'\beta' + \mathfrak{Q}'\gamma', \\
B = \mathfrak{N}\alpha + \mathfrak{M}\beta + \mathfrak{P}\gamma + \mathfrak{N}'\alpha' + \mathfrak{M}'\beta' + \mathfrak{P}'\gamma', \\
C = \mathfrak{Q}\alpha + \mathfrak{P}\beta + \mathfrak{N}\gamma + \mathfrak{Q}'\alpha' + \mathfrak{P}'\beta' + \mathfrak{N}'\gamma', \\
A' = \mathfrak{L}'\alpha + \mathfrak{N}'\beta + \mathfrak{Q}'\gamma + \mathfrak{L}_{11}\alpha' + \mathfrak{N}_{11}\beta' + \mathfrak{Q}_{11}\gamma', \\
B' = \mathfrak{N}'\alpha + \mathfrak{M}'\beta + \mathfrak{P}'\gamma + \mathfrak{N}_{11}\alpha' + \mathfrak{M}_{11}\beta' + \mathfrak{P}_{11}\gamma', \\
C' = \mathfrak{Q}'\alpha + \mathfrak{P}'\beta + \mathfrak{N}'\gamma + \mathfrak{Q}_{11}\alpha' + \mathfrak{P}_{11}\beta' + \mathfrak{N}_{11}\gamma',
\end{array}$$

oder:

(147)

$$\frac{A}{\mathfrak{L}\alpha + \mathfrak{N}\beta + \mathfrak{Q}\gamma + \mathfrak{L}'\alpha' + \mathfrak{N}'\beta' + \mathfrak{Q}'\gamma'} =$$

$$= \frac{B}{\mathfrak{N}\alpha + \mathfrak{M}\beta + \mathfrak{P}\gamma + \mathfrak{N}'\alpha' + \mathfrak{M}'\beta' + \mathfrak{P}'\gamma'} =$$

$$= \frac{C}{\mathfrak{Q}\alpha + \mathfrak{P}\beta + \mathfrak{N}\gamma + \mathfrak{Q}'\alpha' + \mathfrak{P}'\beta' + \mathfrak{N}'\gamma'} =$$

$$= \frac{A'}{\mathfrak{L}\alpha + {}'\mathfrak{N}\beta + {}'\mathfrak{O}\gamma + \mathfrak{L}_{,,}\alpha' + \mathfrak{N}_{,,}\beta' + \mathfrak{O}_{,,}\gamma'} =$$

$$= \frac{B'}{{}'\mathfrak{N}\alpha + {}'\mathfrak{M}\beta + {}'\mathfrak{P}\gamma + \mathfrak{N}_{,,}\alpha' + \mathfrak{M}_{,,}\beta' + \mathfrak{P}_{,,}\gamma'} =$$

$$= \frac{C'}{{}'\mathfrak{O}\alpha + {}'\mathfrak{P}\beta + {}'\mathfrak{N}\gamma + \mathfrak{O}_{,,}\alpha' + \mathfrak{P}_{,,}\beta' + \mathfrak{N}_{,,}\gamma'},$$

wo $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$, ... $\mathfrak{L}_{,}$, $\mathfrak{M}_{,}$, ... ${}'\mathfrak{L}$, ${}'\mathfrak{M}$, ... $\mathfrak{L}_{,,}$, $\mathfrak{M}_{,,}$ ... durch die folgenden Gleichungen bestimmt sind:

(148)

$$\mathfrak{L} = -(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{M} = -(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{N} = -(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{P} = \mathfrak{P}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{O} = \mathfrak{Q}(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{L}_{,} = \mathfrak{L}(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{M}_{,} = \mathfrak{M}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{N}_{,} = \mathfrak{N}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{P}_{,} = \mathfrak{P}_{,}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{O}_{,} = \mathfrak{Q}_{,}(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{N}_{,} = \mathfrak{N}_{,}(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{L} = {}'\mathfrak{L}(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{M} = {}'\mathfrak{M}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{N} = {}'\mathfrak{N}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{P} = {}'\mathfrak{P}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{O} = {}'\mathfrak{Q}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$${}'\mathfrak{N} = {}'\mathfrak{N}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{L}_{,,} = -(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{M}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{M}_{,,} = -(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{N}_{,,} = -(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) + \ldots.$$
$$\mathfrak{P}_{,,} = \mathfrak{P}_{,,}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{L}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{O}_{,,} = \mathfrak{Q}_{,,}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{M}_{,,}) - \ldots.$$
$$\mathfrak{N}_{,,} = \mathfrak{N}_{,,}(s^2-\mathfrak{L})(s^2-\mathfrak{M})(s^2-\mathfrak{N})(s^2-\mathfrak{N}_{,,}) - \ldots.$$

Die Werthe von α, β, γ, α', β', γ' sind willkührlich; nimmt man an, fünf von ihnen seien gleich Null und der sechste gleich der Einheit, so wird:

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{L}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{O}}{\mathfrak{L}}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{L}}, \quad \frac{B'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{N}}{\mathfrak{L}}, \quad \frac{C'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{O}}{\mathfrak{L}}, \text{ oder:}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{N}}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{N}}{\mathfrak{N}}, \quad \frac{B'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{M}}{\mathfrak{N}}, \quad \frac{C'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{P}}{\mathfrak{N}}, \text{ oder:}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{\mathfrak{P}}{\mathfrak{O}}, \quad \frac{C}{A} = \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{O}}, \quad \frac{A'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{O}}{\mathfrak{O}}, \quad \frac{B'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{P}}{\mathfrak{O}}, \quad \frac{C'}{A} = \frac{{}'\mathfrak{N}}{\mathfrak{O}}, \text{ oder:}$$

$$\frac{B}{A}=\frac{\mathfrak{U}_{,}}{\mathfrak{H}_{,}},\ \frac{C}{A}=\frac{\mathfrak{D}_{,}}{\mathfrak{H}_{,}},\ \frac{A'}{A}=\frac{\mathfrak{H}_{,,}}{\mathfrak{H}_{,}},\ \frac{B'}{A}=\frac{\mathfrak{U}_{,,}}{\mathfrak{H}_{,}},\ \frac{C'}{A}=\frac{\mathfrak{D}_{,,}}{\mathfrak{H}_{,}},\ \text{oder:}$$

$$\frac{B}{A}=\frac{\mathfrak{M}_{,}}{\mathfrak{U}_{,}},\ \frac{C}{A}=\frac{\mathfrak{P}_{,}}{\mathfrak{U}_{,}},\ \frac{A'}{A}=\frac{\mathfrak{U}_{,,}}{\mathfrak{U}_{,}},\ \frac{B'}{A}=\frac{\mathfrak{M}_{,,}}{\mathfrak{U}},\ \frac{C'}{A}=\frac{\mathfrak{P}_{,,}}{\mathfrak{U}},\ \text{oder:}$$

$$\frac{B}{A}=\frac{\mathfrak{P}_{,}}{\mathfrak{D}_{,}},\ \frac{C}{A}=\frac{\mathfrak{U}_{,}}{\mathfrak{D}_{,}},\ \frac{A'}{A}=\frac{\mathfrak{D}_{,,}}{\mathfrak{D}_{,}},\ \frac{B'}{A}=\frac{\mathfrak{P}_{,,}}{\mathfrak{D}_{,}},\ \frac{C'}{A}=\frac{\mathfrak{U}_{,,}}{\mathfrak{D}_{,}},$$

und folglich werden, wenn man durch A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6 sechs beliebige Constanten bezeichnet, die Verschiebungen ξ, υ, ζ, ξ' υ', ζ' durch eines der folgenden Systeme von Gleichungen ausgedrückt:

(149)

$$\xi = A_1 \mathfrak{H} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon = A_1 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_1 \mathfrak{D} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_1' \mathfrak{H} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = A_1' \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_1' \mathfrak{D} e^{ux+vy+wz-st},$$

(149)^{I}

$$\xi = A_2 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon = A_2 \mathfrak{M} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_2 \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_2' \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = A_2' \mathfrak{M} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_2' \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st},$$

(149)^{II}

$$\xi = A_3 \mathfrak{D} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon = A_3 \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_3 \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_3' \mathfrak{D} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = A_3' \mathfrak{P} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_3' \mathfrak{U} e^{ux+vy+wz-st},$$

(149)^{III}

$$\xi = A_4 \mathfrak{H}_{,} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = A_4 \mathfrak{U}_{,} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_4 \mathfrak{D}_{,} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_4 \mathfrak{H}_{,,} e^{ux+vy+wz-st},\quad \upsilon' = A_4 \mathfrak{U}_{,,} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_4 \mathfrak{D}_{,,} e^{ux+vy+wz-st},$$

$$(149)^{IV}$$

$$\xi = A_3 \mathfrak{U}_3 e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon = A_3 \mathfrak{V}_3 e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_3 \mathfrak{P}_3 e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_3 \mathfrak{U}_{33} e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon' = A_3 \mathfrak{V}_{33} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_3 \mathfrak{P}_{33} e^{ux+vy+wz-st},$$

$$(149)^{V}$$

$$\xi = A_6 \mathfrak{Q}_6 e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon' = A_6 \mathfrak{P}_6 e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta = A_6 \mathfrak{U}_6 e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\xi' = A_6 \mathfrak{Q}_{66} e^{ux+vy+wz-st}, \quad \upsilon' = A_6 \mathfrak{P}_{66} e^{ux+vy+wz-st},$$
$$\zeta' = A_6 \mathfrak{U}_{66} e^{ux+vy+wz-st}.$$

§. 12. Zusammensetzung der allgemeinen Integralen aus den particulären.

Die allgemeinen Integralen der Gleichungen der unendlich kleinen Bewegungen eines oder zweier Systeme von Molekülen, welche wir in den Gleichungen (30) und (35) gegeben haben, können als die Summe einer unendlichen Menge particulärer Integralen der Formen (140) und (149) angesehen werden. Betrachten wir nämlich den Fall zweier Systeme von Molekülen, so wird die Summe der verschiedenen particulären Werthe von ξ (149) werden:

$$\xi = (A_1 \mathfrak{L} + A_2 \mathfrak{U} + A_3 \mathfrak{Q} + A_4 \mathfrak{L}_3 + A_5 \mathfrak{U}_3 + A_6 \mathfrak{Q}_3) e^{ux+vy+wz-st}$$

wo s eine Wurzel der Gleichung:

$$(145)$$
$$S = F(u, v, w, s) = 0.$$

Addirt man nun wieder die den verschiedenen Werthen von s entsprechenden Werthe von ξ, jeden mit einem Coefficienten multiplicirt, so wird:*)

$$\xi = \Sigma (A_1 \mathfrak{L} + A_2 \mathfrak{U} + A_3 \mathfrak{Q} + A_4 \mathfrak{L}_3 + A_5 \mathfrak{U}_3 + A_6 \mathfrak{Q}_3) \frac{e^{ux+vy+wz-st}}{[F(u, v, w, s)]_s} =$$
$$= \Sigma (A_1 \mathfrak{L} + A_2 \mathfrak{U} + A_3 \mathfrak{Q} + A_4 \mathfrak{L}_3 + A_5 \mathfrak{U}_3 + A_6 \mathfrak{Q}_3) \frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u, v, w, s)}$$

*) Siehe die Anmerkung pag. 106.

weil $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{U}$ etc. und $P(u, v, w, s)$ alle gerade Functionen von s. Giebt man hier successive u, v, w alle mögliche Werthe zwischen $-\infty$ und $+\infty$ und addirt, so wird:

(150)

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{L} + A_2\mathfrak{U} + A_3\mathfrak{Q} + A_4\mathfrak{L}_1 + A_5\mathfrak{U}_1 + A_6\mathfrak{Q}_1)\cdot\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

Ebenso erhält man:

(151)

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{U} + A_2\mathfrak{M} + A_3\mathfrak{P} + A_4\mathfrak{U}_1 + A_5\mathfrak{M}_1 + A_6\mathfrak{P}_1)\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{Q} + A_2\mathfrak{P} + A_3\mathfrak{U} + A_4\mathfrak{Q}_1 + A_5\mathfrak{P}_1 + A_6\mathfrak{U}_1)\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{L} + A_2\mathfrak{U} + A_3\mathfrak{Q} + A_4\mathfrak{L}_{11} + A_5\mathfrak{U}_{11} + A_6\mathfrak{Q}_{11})\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{U} + A_2\mathfrak{M} + A_3\mathfrak{P} + A_4\mathfrak{U}_{11} + A_5\mathfrak{M}_{11} + A_6\mathfrak{P}_{11})\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

$$\vdots$$

$$= \mathcal{E}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int (A_1\mathfrak{Q} + A_2\mathfrak{P} + A_3\mathfrak{U} + A_4\mathfrak{Q}_{11} + A_5\mathfrak{P}_{11} + A_6\mathfrak{U}_{11})\frac{e^{ux+vy+wz+st}}{[F(u,v,w,s)]_s}\,du\,dv\,dw$$

Will man jetzt, dass die Hauptvariabeln ξ, υ, ζ, ξ', υ', ζ' und ihre Differentialen $d_t\xi$, $d_t\upsilon$, $d_t\zeta$, $d_t\xi'$, $d_t\upsilon'$, $d_t\zeta'$ für $t=0$ den folgenden Gleichungen Genüge leisten sollen:

(32)

$$\xi = \varphi(x,y,z);\quad \upsilon = \psi(x,y,z);\quad \zeta = \chi(x,y,z),$$
$$\xi' = \varphi'(x,y,z);\quad \upsilon' = \psi'(x,y,z);\quad \zeta' = \chi'(x,y,z),$$
$$d_t\xi = \Phi(x,y,z);\quad d_t\upsilon = \Psi(x,y,z);\quad d_t\zeta = X(x,y,z),$$
$$d_t\xi' = \Phi'(x,y,z);\quad d_t\upsilon' = \Psi'(x,y,z);\quad d_t\zeta' = X'(x,y,z),$$

so muss man offenbar, weil $\mathfrak{f}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$ etc. gerade Functionen von s sind und weil immer:

$$\mathcal{E}\frac{\mathfrak{F}(s^2)}{[F(s^2)]_s} = 0,$$

setzen:

(152)

$$A_1 = C_1 + C_1's, \quad A_2 = C_2 + C_2's, \quad A_3 = C_3 + C_3's,$$
$$A_4 = C_4 + C_4's, \quad A_5 = C_5 + C_5's, \quad A_6 = C_6 + C_6's,$$

wo C_1, C_1', C_2, C_2' .... unabhängig von s sind. Man erhält dann, weil die Grösse $\mathfrak{f}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{f}_{,,}$, $\mathfrak{M}_{,,}$, $\mathfrak{N}_{,,}$ Function des $2n-2$ten Grades und die übrigen nur vom $2n-4$ten Grade in Bezug auf s sind, während $S = F(u, v, w, s)$ $2n$ten Grades ist, und weil folglich:

$$\mathcal{E}\frac{\mathfrak{f}}{[S]_s} = 0, \quad \mathcal{E}\frac{\mathfrak{M}}{[S]_s} = 0, \ldots\ldots \mathcal{E}\frac{\mathfrak{P}}{[S]_s} = 0, \ldots.$$

$$\mathcal{E}\frac{s\mathfrak{f}}{[S]_s} = -1, \quad \mathcal{E}\frac{s\mathfrak{M}}{[S]_s} = -1, \ldots\ldots \mathcal{E}\frac{s\mathfrak{P}}{[S]_s} = -1,$$

die Gleichungen:

$$\varphi(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_1' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\Theta(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_1 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\psi(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_2' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\Omega(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_2 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\chi(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_3' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\Xi(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_3 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\varphi'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int\!\!\int C_4' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\Phi'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int C_1 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\psi'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int C_1' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\Psi'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int C_2 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\chi'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int C_2' e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw,$$

$$\mathrm{X}'(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int C_3 e^{ux+vy+wz}\,du\,dv\,dw.$$

Vergleicht man diese Formeln mit der Formel:

(41)

$$\omega(x,y,z) = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int\int\int\int e^{u(x-\lambda)+v(y-\mu)+w(z-\nu)} \cdot \omega(\lambda,\mu,\nu)\,.\,d\lambda\,d\mu\,d\nu\,du\,dv\,dw$$

so sieht man, dass man machen muss:

$$C_1 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\,\Phi(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu,$$

$$C_1' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\,\varphi(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu,$$

$$C_2 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\,\mathrm{X}(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu,$$

$$C_2' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\,\chi(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu,$$

$$C_3 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda-v\mu-w\nu}\,\Psi(\lambda,\mu,\nu)\,d\lambda\,d\mu\,d\nu,$$

$$C_3' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \psi(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_4 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \Phi'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_4' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \varphi'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_5 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \mathrm{X}'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_5' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \chi'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_6 = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \Psi'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu,$$

$$C_6' = \frac{1}{(2\pi\sqrt{-1})^3} \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int\int e^{-u\lambda - v\mu - w\nu} \psi'(\lambda, \mu, \nu)\, d\lambda\, d\mu\, d\nu.$$

Substituirt man diese Werthe in den Gleichungen (152) und die hierdurch erhaltenen Werthe von $A_1, A_2 \ldots A_6$ in den Gleichungen (150) nnd (151), so erhält man eben die Integralen (35). wenn man noch bemerkt, dass die Grössen $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$ etc. aus den characteristischen Functionen $L, M \ldots$ (34) hervorgebracht werden, wenn man d_x, d_y, d_z mit u, v, w wechselt. —

§. 13. Einfache Bewegungen eines oder zweier Systeme von Molekülen *).

Die Integralen (133) und (141) werden einfache Integralen genannt. In diesen können die Werthe der verschiedenen Constanten:

$$u, v, w, A, B, C, A', B', C'$$

und folglich auch die Werthe der Hauptvariabeln:

$$\xi, \upsilon, \zeta, \xi', \upsilon', \zeta'$$

*) Cauchy Ex. d'An et de Ph. Math. Tome I. pag. 10—15 u. 48—52.

reell oder imaginär sein. Im ersten Falle werden die Gleichungen (133) und (141) die unendlich kleinen Verschiebungen der Molekülen in einer Bewegung, die im Verhältniss zur Constitution des einen oder der beiden gegebenen Systeme von Molekülen unendlich klein ist, vorstellen. Im zweiten Falle werden die reellen Theile der durch die Gleichungen (133) und (141) bestimmten Werthe der Hauptvariabeln noch den Differentialgleichungen (14) und (21) Genüge leisten, und diese reellen Theile werden dann augenscheinlich die unendlich kleinen Verschiebungen vorstellen. In jedem Falle wird die unendlich kleine Bewegung, welche diesen Werthen von ξ, υ, ζ, ξ', υ', ζ' entspricht, eine einfache Bewegung genannt, und durch plane Wellen sich fortpflanzen. Die durch die Gleichungen (133) und (141) gegebenen Werthe von ξ, υ, ζ, ξ', υ', ζ' werden im ersten Falle die wirklichen Verschiebungen, im zweiten Falle die symbolischen Verschiebungen der Molekülen längs der drei Coordinataxen, und die Gleichungen (133) und (141) werden im letzten Falle die symbolischen Gleichungen der einfachen Bewegung genannt. Setzt man folglich:

(153)

$$\mathfrak{u} = U + u\sqrt{-1},\quad \mathfrak{v} = V + v\sqrt{-1},\quad \mathfrak{w} = W + w\sqrt{-1},\quad \mathfrak{s} = S + s\sqrt{-1},$$

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{a}e^{\lambda\sqrt{-1}},\quad \mathfrak{B} = \mathfrak{b}e^{\mu\sqrt{-1}},\quad \mathfrak{C} = \mathfrak{c}e^{\nu\sqrt{-1}},\quad \mathfrak{A}' = \mathfrak{a}'e^{\lambda'\sqrt{-1}},$$

$$\mathfrak{B}' = \mathfrak{b}'e^{\mu'\sqrt{-1}},\quad \mathfrak{C}' = \mathfrak{c}'e^{\nu'\sqrt{-1}},$$

wo U, V, W, u, v, w, S, s, a, b, c, a', b', c', λ, μ, ν, λ', μ', ν' reelle Grössen bezeichnen, und wenn man noch der Abkürzung willen setzt:

(154)

$$\varrho = ux + vy + wz,\quad P = Ux + Vy + Wz,$$

so werden die reellen Theile der Gleichungen (141):

(155)

$$\xi = ae^{P-St}\cos(\varrho - st + \lambda),$$

$$\upsilon = be^{P-St}\cos(\varrho - st + \mu),$$

$$\zeta = ce^{P-St}\cos(\varrho - st + \nu),$$

$$\xi' = a'e^{P-St}\cos(\varrho - st + \lambda'),$$

$$\upsilon' = b'e^{P-St}\cos(\varrho - st + \mu'),$$

$$\zeta' = c'e^{P-St}\cos(\varrho - st + \nu').$$

Aus den ersten drei Gleichungen erhält man, wenn λ, μ, ν gleich sind:

(156)

$$\frac{\xi}{a} = \frac{\upsilon}{b} = \frac{\zeta}{c},$$

wenn λ, μ, ν ungleich sind, in Folge der bekannten Formeln:

$$\cos\alpha \sin(\beta-\gamma) + \cos\beta \sin(\gamma-\alpha) + \cos\gamma \sin(\alpha-\beta) = 0,$$
$$\cos^2\beta + \cos^2\gamma - 2\cos\beta\cos\gamma\cos(\beta-\gamma) = \sin^2(\beta-\gamma),$$

welche stattfinden für beliebige Werthe von α, β, γ, und wenn man in diesen Formeln setzt:

$$\alpha = \varrho - st + \lambda, \quad \beta = \varrho - st + \mu, \quad \gamma = \varrho - st + \nu:$$

(157)

$$\frac{\xi}{a}\sin(\mu-\nu) + \frac{\upsilon}{b}\sin(\nu-\lambda) + \frac{\zeta}{c}\sin(\lambda-\mu) = 0,$$
$$\left(\frac{\upsilon}{b}\right)^2 - 2\frac{\upsilon\zeta}{bc}\cos(\mu-\nu) + \left(\frac{\zeta}{c}\right)^2 = e^{2P-2St}\sin^2(\mu-\nu).$$

Ebenso erhält man aus den letzten drei Gleichungen (155), wenn λ', μ', ν' gleich sind:

(158)

$$\frac{\xi'}{a'} = \frac{\upsilon'}{b'} = \frac{\zeta'}{c'},$$

wenn λ', μ', ν' ungleich sind:

(159)

$$\frac{\xi'}{a'}\sin(\mu'-\nu') + \frac{\upsilon'}{b'}\sin(\nu'-\lambda') + \frac{\zeta'}{c'}\sin(\lambda'-\mu') = 0,$$
$$\left(\frac{\upsilon'}{b'}\right)^2 - \frac{2\upsilon'\zeta'}{b'c'}\cos(\mu'-\nu') + \left(\frac{\zeta'}{c'}\right)^2 = e^{2P-2St}\sin^2(\mu'-\nu').$$

Die von jeder Moleküle des ersten oder zweiten Systems von Molekülen beschriebene Linie wird folglich immer eine durch die Gleichungen (156) und (158) ausgedrückte gerade Linie oder eine durch die Gleichungen (157) und (159) ausgedrückte Ellipse sein. Diese Ellipse kann sich auch auf einen Zirkel reduciren. Der unveränderliche Plan, mit welchem diese Ellipse immer parallel verbleibt, ist für das erste System von Molekülen durch die folgende Gleichung ausgedrückt:

(160)

$$\frac{x}{a}\sin(\mu-\nu) + \frac{y}{b}\sin(\nu-\lambda) + \frac{z}{c}\sin(\lambda-\mu) = 0,$$

und für das zweite System durch die Gleichung:

(161)

$$\frac{x'}{a'}\sin(\mu'-\nu') + \frac{y'}{b'}\sin(\nu'-\lambda') + \frac{z'}{c'}\sin(\lambda'-\mu') = 0.$$

Um den am Ende der Zeit t durch den Radius vector der ersten Ellipse beschriebenen Sector zu finden, braucht man nur zu bemerken, dass die Projection dieser Ellipse auf den Plan (υ, ζ) durch die letzte der Gleichungen (157) gegeben ist; die Projection dieser Ellipse auf den Plan (υ, ζ) wird folglich gleich sein: *)

$$\tfrac{1}{2}\int_0^t (\zeta \mathrm{d}_t \upsilon - \upsilon \mathrm{d}_t \zeta)\,\mathrm{d}t.$$

Nun ist aber wegen der Gleichungen (155):

$$\zeta \mathrm{d}_t \upsilon = -S\zeta\upsilon + s\zeta\upsilon \operatorname{tang}(\varrho - st + \mu),$$
$$\upsilon \mathrm{d}_t \zeta = -S\zeta\upsilon + s\zeta\upsilon \operatorname{tang}(\varrho - st + \nu),$$

folglich:

(162)

$$\tfrac{1}{2}\int_0^t (\zeta \mathrm{d}_t \upsilon - \upsilon \mathrm{d}_t \zeta)\mathrm{d}t = \tfrac{1}{2}s\int_0^t \upsilon\zeta[\operatorname{tang}(\varrho - st + \mu) - \operatorname{tang}(\varrho - st + \nu)]\,\mathrm{d}t =$$

$$= \tfrac{1}{2}sbc\,e^{2P}\sin(\mu - \nu)\int_0^t e^{-2St}\,\mathrm{d}t =$$

$$= \frac{s}{4S}\cdot bc\,e^{2P}\sin(\mu - \nu)\left(1 - e^{-2St}\right).$$

Dividirt man diese Projection mit dem Cosinus der Winkel, welche den Plan der Ellipse mit dem Plane (υ, ζ) machen, so erhält man den gesuchten Sector. Aus der ersten der Gleichungen (157) sieht man aber, dass der Cosinus dieser Winkel ist:

$$\frac{bc\sin(\mu - \nu)}{\sqrt{[b^2c^2\sin^2(\mu - \nu) + a^2c^2\sin^2(\nu - \lambda) + a^2b^2\sin^2(\lambda - \mu)]}},$$

folglich wird der gesuchte Sector gleich:

(163)

$$\frac{s}{4S}e^{2P}\left(1 - e^{-2St}\right)\sqrt{[b^2c^2\sin^2(\mu - \nu) + a^2c^2\sin^2(\nu - \lambda) + a^2b^2\sin^2(\lambda - \mu)]}.$$

Ebenso wird der am Ende der Zeit t vom Radius vector der zweiten Ellipse beschriebene Sector gleich:

(164)

$$e^{2P}\left(1 - e^{-2St}\right)\sqrt{[b'^2c'^2\sin^2(\mu' - \nu') + a'^2c'^2\sin^2(\nu' - \lambda') + a'^2b'^2\sin^2(\lambda' - \mu')]}.$$

Das Verhältniss zwischen diesen beiden Sectoren wird folglich unabhängig von t, x, y, z sein, und folglich dasselbe verbleiben in jedem Augenblick, so wie in jedem Punkte des Raumes. — Wenn

*) Moigno Leçons de calcul différentiel pag. 285.

S verschwindet, d. i. wenn die Verschiebungen nicht mit der Zeit abnehmen, so sind diese beiden Sectoren der Zeit proportional, da man dann hat:

$$\lim\left(\frac{1-e^{-2St}}{2S}\right)=t.$$

Bezeichnet man durch:

$$\alpha,\ \beta,\ \gamma$$

die Cosinus der drei Winkel, welche eine feste Axe mit den positiven Coordinataxen bildet, und nennt Δ und Δ' die Verschiebungen parallel mit dieser festen Axe, so werden:

(165)

$$\Delta=\alpha\xi+\beta\upsilon+\gamma\zeta,\quad \Delta'=\alpha\xi'+\beta\upsilon'+\gamma\zeta',$$

und folglich, wenn man um abzukürzen setzt:

$$\begin{aligned}
a\alpha\cos\lambda+b\beta\cos\mu+c\gamma\cos\nu&=h\cos p,\\
a\alpha\sin\lambda+b\beta\sin\mu+c\gamma\sin\nu&=h\sin p,\\
a'\alpha\cos\lambda'+b'\beta'\cos\mu+c'\gamma'\cos\nu&=h'\cos p',\\
a'\alpha\sin\lambda'+b'\beta'\sin\mu+c'\gamma'\sin\nu&=h'\sin p':
\end{aligned}$$

(166)

$$\begin{aligned}
\Delta&=he^{P-St}\cos(\varrho-st+p),\\
\Delta'&=h'e^{P-St}\cos(\varrho-st+p').
\end{aligned}$$

In Folge dieser Gleichungen werden die Verschiebungen einer Moleküle längs einer beliebigen festen Axe verschwinden:

1° in einem gegebenen Augenblicke in einer Reihe von Plänen, die dem durch die Gleichung:

(167)

$$\varrho=ux+vy+wz=0$$

bezeichneten Plan parallel sind, und der Abstand zwischen zwei auf einander folgenden Plänen wird die Hälfte des Abstandes:

(168)

$$l=\frac{2\pi}{k}$$

sein, wo

(169)

$$k=\sqrt{[u^2+v^2+w^2]},$$

2° für eine gegebene Molekule in Augenblicken, deren Unterschied die Hälfte des Zeitintervalls:

(170)

$$T = \frac{2\varkappa}{s}$$

ist.

Dieser Abstand l und diese Intervalle T, welche die Dicke einer planen Welle nnd die Daner einer Molekulärvibration bezeichnen, sind folglich dieselben für beide Systeme von Molekülen, so wie der unveränderliche Plan (167), mit welchem die Pläne aller Wellen parallel sind. Die Fortpflanznngsgeschwindigkeit Ω, welche durch die Formel:

(171)

$$\Omega = \frac{l}{T} = \frac{s}{k}$$

bestimmt wird, ist anch gemeinschaftlich für beide Systeme, so wie auch die Exponentialgrösse:

$$e^{P-St},$$

welche der Modnl der einfachen Bewegung genannt, nnd das Binomium:

$$\varrho - st,$$

welches das Argnment der einfachen Bewegnng genannt wird. Die Ansdrücke:

$$\frac{\varrho + p}{k}, \quad \frac{\varrho + p'}{k}$$

werden die Phasen der einfachen Bewegung des respectiven Systems von Molekülen genannt. In Folge der Gleichungen (166) werden die grössten Abstände der Schwingungen zn beiden Seiten oder die Amplitnden, parallel mit einer festen Axe gemessen, im ersten Systeme gleich sein:

$$2he^{P-St},$$

und im zweiten Systeme:

$$2h'e^{P-St}.$$

Diese Amplitude ist folglich im Allgemeinen verschieden in den beiden Systemen, so wie die Grössen p, p′, welche die Winkelparameter der festen Axe genannt werden. Das Verhältniss der Amplitnden zweier correspondirenden Molekülen beider Systeme $\frac{h'}{h}$ wird dasselbe überall nnd zu jeder Zeit sein. Wenn P und S Null sind, so werden die Amplituden der Schwingungen 2h und 2h′ und folglich constant. Die Bewegung wird ferner für einen

unendlichen Werth von t erlöschen, wenn S nicht Null ist, so wie auch für einen unendlichen negativen Werth von P. Wenn P negativ verbleibt, werden auch die Amplituden der Schwingungen in einer geometrischen Progression abnehmen mit dem Modul e^{P-St}, während der Abstand vom Plane:

(172)

$$P = Ux + Vy + Wz = 0$$

in einer arithmetischen Reihe zunimmt.

Man wird folglich im Allgemeinen für jedes der zwei Systeme drei unveränderliche Pläne haben, nämlich: *a*) den Plan (160) und (161), welcher parallel mit der von der Moleküle beschriebenen Kurve ist, und welcher im Allgemeinen nicht gemeinschaftlich für beide Systeme sein wird; *b*) den Plan (167), welcher mit dem Wellenplane parallel ist; *c*) den Plan (172), mit welchem jeder Plan, wo die Molekülen sich befinden, welche dieselbe Amplitude haben, parallel ist. Die zwei letzten Pläne sind gemeinschaftlich für beide Systeme von Molekülen.

Setzt man die halbe Amplitude:

(173)

$$he^{P-St} = \alpha, \quad h'e^{P-St} = \alpha'$$

und ferner die Phase:

(174)

$$\frac{\varrho + p}{k} = \varphi, \quad \frac{\varrho + p'}{k} = \varphi',$$

so werden die Gleichungen (166) in die folgenden verwandelt:

(175)

$$\xi = \alpha \cos\left\{2\pi\left(\frac{\varphi}{l} - \frac{t}{T}\right)\right\} = \alpha \cos\left\{\frac{2\pi}{T}\left(\frac{\varphi}{\Omega} - t\right)\right\},$$

$$\xi' = \alpha' \cos\left\{2\pi\left(\frac{\varphi'}{l} - \frac{t}{T}\right)\right\} = \alpha' \cos\left\{\frac{2\pi}{T}\left(\frac{\varphi'}{\Omega} - t\right)\right\}.$$

Die Geschwindigkeiten längs einer festen Axe werden zur Zeit t:

(176)

$$v = \frac{2\pi\alpha}{T} \sin\left\{2\pi\left(\frac{\varphi}{l} - \frac{t}{T}\right)\right\} = \frac{2\pi\alpha}{T} \sin\left\{\frac{2\pi}{T}\left(\frac{\varphi}{\Omega} - t\right)\right\},$$

$$v' = \frac{2\pi\alpha'}{T} \sin\left\{2\pi\left(\frac{\varphi'}{l} - \frac{t}{T}\right)\right\} = \frac{2\pi\alpha}{T} \sin\left\{\frac{2\pi}{T}\left(\frac{\varphi'}{\Omega} - t\right)\right\}.$$

Unter einer dieser Formen werden gewöhnlich die Verschiebungen und Geschwindigkeiten in den physikalischen Lehrbüchern dargestellt.

§. 14. Polarisation der unendlich kleinen Bewegungen.

Die im vorigen Paragraphen betrachteten einfachen Bewegungen werden polarisirte Bewegungen genannt, und zwar lineär, circulär oder elliptisch polarisirte, je nachdem die Molekülen gerade Linien, Ellipsen oder Cirkel beschreiben. Die allgemeinen Bewegungen, die durch die allgemeinen Integralen (30) und (35) gegeben sind, kann man sich, wie aus dem §. 12. erhellt, dadurch hervorgebracht denken, dass in demselben Augenblicke eine Molekule alle möglichen Formen der einfachen Bewegungen ausführen soll. Die Schwingungen werden dann im Allgemeinen alle Punkte in der Nähe des Gleichgewichtpunktes durchlaufen, und wenn die Amplituden in jeder Richtung gleich sind, werden diese Bewegungen deswegen unpolarisirte genannt.

Die einfachen Bewegungen finden, wie wir im vorigen Paragraphen gesehen haben, in einem Plane Statt, welcher für das erste System von Molekülen dem Plane (160) parallel ist. Wählt man jetzt das Coordinatensystem so, dass einer der Coordinatpläne, z. B. der Plan (xy), diesem parallel wäre, und dass die Coordinataxen der x und y den Axen der beschriebenen Ellipse parallel wären, so wird:

(177)

$$\xi = Ae^{P-St}\cos\left\{2\pi\left(\frac{\varphi}{l}-\frac{t}{T}\right)\right\},$$

$$\upsilon = Be^{P-St}\cos\left\{2\pi\left(\frac{\varphi+l\frac{\pi}{2}}{l}-\frac{t}{T}\right)\right\},$$

und die Gleichung der beschriebenen Ellipse wird:

$$\left(\frac{\xi}{A}\right)^2+\left(\frac{\upsilon}{B}\right)^2 = e^{2P-2St},$$

welche ein Cirkel wird, wenn:

$$A = B.$$

Eine elliptisch polarisirte Bewegung kann man sich folglich zusammengesetzt denken aus zwei rechtwinklig unter einander linearpolarisirten Bewegungen, deren Phasen um $l.\frac{\pi}{2}$ differiren, und deren Amplituden im Allgemeinen verschieden sind; nur wenn die Bewegung circular-polarisirt ist, sind die Amplituden gleich.

Funfzehnter Abschnitt.

Literatur des Magnetismus und der Elektricität.

I. Elektromagnetismus.

Hand- und Lehrbücher.

Ampère, récueil d'observations électro-dynamiques contenant divers mémoires, notices, extraits de lettres ou d'ouvrages periodiques sur les sciences, relatifs à l'action mutuelle de deux courants électriques et un aimant ou le globe terrestre, et à celle de deux aimans l'un sur l'autre. Paris 1822. 8. 360 S.

Ampère, Précis de la théorie des phénomènes électro-dynamiques, pour servir de supplément à son récueil d'observations électro-dynamiques et au manuel d'électricité dynamique par M. Demonferrand. Paris 1824. 8.

Ampère, Exposé méthodique des phénomènes électro-dynamiques et des lois de ces phénomènes. Paris 1824. 8. (Journ. de ph. 95. p. 248—257.)

Ampère, Théorie des phénomènes électro-dynamiques uniquement déduite de l'expérience. Paris 1826. 4. 226 S.

Demonferrand, manuel d'électricité dynamique. Paris 1823. 8. übers. v. Fechner. Leipzig 1824. 8. (Handbuch der dynamischen Elektricität.)

Babinet, exposé des nouvelles découvertes sur l'électricité et le magnetisme par Mr. Oersted, Arago, Ampère, Davy, Biot, Erman, Schweigger, de la Rive. Paris 1822. 8. 91 S. (im Supplement v. Riffault's Traité de Chimie par Thomson).

Darstellung der neuen Entdeckungen über die Elektricität und den Magnetismus von Oersted durch Ampère und Babinet. Aus dem Franz. Leipzig 1822. 8. 118. S. (Uebersetzung des vorigen Werkes von Thieme.)

de la Rive, recherches sur le mode de distribution de l'électricité dynamique dans les corps, qui lui servent de conductenrs. Génève 1825. 8.

Fechner, Elementarlehrbnch des Elektromagnetismus nebst Beschreibung der hauptsächlichsten elektromagnetischen Apparate. Leipzig 1830. 8. 157 S.

Pohl, der Elektromagnetismns theoretisch-praktisch dargestellt. Berlin 1830. 8. 1 Tbeil.

Pfaff, der Elektro-Magnetismus, eine historisch-kritische Darstellung der bisherigen Entdeckungen auf dem Gebiete desselben, nebst eigenthümlichen Versnchen. Hambnrg 1824. 8. 288 S.

Mnncke, Elektromagnetismus. Artikel des nenen Gehlerschen Wörterbnchs.

Faraday, a historical sketch of electromagnetism. Ann. of Phil. 2. p. 200. 290. 3. p. 107. J. 1821. 1822.

Barlow, Electromagnetism. Artikel d. Encyclopaedia Metropolitana. 40. S. 4.

Roget, Electromagnetism. Artikel der Library for the diffusion of useful. Knowledge. 100 S. 8.

Stnrgeon, recent experimental researches in electromagnetism, galvanism etc. London 1830. 8.

Watkins, a popnlar sketch of electro-magnetism or electro-dynamics, with ontlines of electricity and magnetism. 8. London 1832.

Farrar, elements of electricity, magnetism and electro-magnetism. Cambridge. N. A. 1826.

Nobili, qnestioni snl magnetismo. Modena 1838. 8.

Nobili, novi trattati sopra il calorico, l'elettricita e il magnetismo. Modena 1838. 401 S.

Nobili, memorie ed osservazioni edite et inedite colla descrizione ed analisi de snoi apparati ed instrumente. Firenze 1834. 2 vol. 8.

Zantedeschi, relazione storico-critica sperimentale nell' elettromagnetismo. Venezia 1840. 8. 56 S.

Besondere Schriften.

Schrader, dissertatio medico-physico de electromagnetismo. Halae 1821. 8.

Kastner, observationes de electromagnetismo. Erlang. 1821.

Burdach, Bericht von der anatomischen Anstalt zu Königsberg. Königsberg 1822.

Dulk, über Elektromagnetismus. Königsberg. 54 S.

Theorien des Elektromagnetismus.

Oersted, Betrachtungen über den Elektromagnetismus. Schweigg Journ. 32. p. 199., 33. p. 123. (Bewegung der Elektricität in Schraubenlinien.

Prechtl, über die wahre Beschaffenheit des magnetischen Zustandes des Schliessungsdrathes in der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 67. p. 259. (Der Schliessungsdraht, ein Transversalmagnet mit mehrfacher Polarität.)

Erman, Umrisse zu den physischen Verhältnissen des von Oersted entdeckten elektrochemischen Magnetismus. Berlin 1821. 8. 112 S. Gilb. Ann. 67. p. 382. (Diagonaloide Polarisation.)

Berzelius, lettre sur l'état magnétique des corps, qui transmettent un courant d'électricité. Ann. de Ch. et de Ph. 16. p. 113. (Vier Pole.)

Althauss, Versuche über den Elektromagnetismus, nebst einer kurzen Prüfung der Theorie des Hrn. Ampère. Heidelberg 1801. 37 S. (Dieselbe Ansicht.)

Muncke, Versuche über den Elektromagnetismus, zur Begründung einer genügenden Erklärung desselben. Gilb. Ann. 70. p. 141. 71. p. 20. (Schliessungsdraht doppelt transversal.)

Raschig, Versuche zur Prüfung von Munckes Erklärung des Elektromagnetismus. Gilb. Ann. 71. p. 39.

Kries, über Munckes Ansicht. ib. 71. p. 85.

Gilbert, über Munckes Ansicht. ib. 71. p. 64.

Faraday, on electromagnetic motions and the theory of electromagnetism. Roy. Inst. 1821. Sept. (Die Hälfte des Magnets sucht um den Leiter zu kreisen.)

Seebeck, über den Magnetismus der galvanischen Kette. Berlin 1822. 4. 58 S. (Der Draht ist circumpolar.)

Pohl, Versuche und Bemerkungen über den Zusammenhang des Magnetismus mit der Elektricität und dem Chemismus. Gilb. Ann. 69. p. 171. u. 71. p. 147. (Dieselbe Ansicht.)

Biot, sur l'aimantation inprimée aux métaux par l'électricité en mouvement. Journal des Savans. 1821.

Mathematische Theorien.

Barlow, an essay on magnetic attractions and on the laws of terrestrial and electromagnetism. London 1823. (Princip: every particle of the galvanic fluid in the conducting wire acts on every particle of the magnetic fluid in a magnetic needle, with a force varying inversely as the square of the distance, but the action is a tangential force which has a tendency to place the poles of either fluid at right angles to those of the other; whereby a magnetic particle, supposing it under the influence of the wire only, would always place itself at right angles to the line let fall from it perpendicular to the wire, and to the direction of the wire at that point.)

Ampère, mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mém. de l'Acad. de Par. VI. 1823. p. 175.

Ampère, mémoire sur la détermination de la formule qui représente l'action mutuelle de deux portions infiniment petites de conducteurs voltaiques. 10. Jan. 1822. Ann. de Ch. et de Ph. 20. p. 398—419.

Ampère, récneil. p. 207.

Ampère, note sur l'action mutuelle d'un aimant et d'un conducteur voltaique. Ann. de Ch. et de Ph. 37. p. 113.

Savary, mémoire sur l'application de calcul aux phénomènes électriques. Paris 1823. (Extrait, Ann. de Ch. et de Ph. 22. p. 91.)

Guérin, action mutuelle des fils conducteurs de courants électriques. 8. Paris 1828.

Lionville, démonstration d'un théorème d'électricité dynamique. Ann. de Ch. et de Ph. 41. p. 415. (L'action mutuelle de deux éléments voltaiques est dirigée suivant la droite qui joint leurs milieux.)

Besondre elektromagnetische Erscheinungen.

A. Wirkung des Schliessungsdrathes auf Magnete.

Oersted, experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam. Hafniae 21. Juni 1820. Gilb. Ann. 66. p. 295. (Entdeckung des Gebietes.)

Oersted, expérience électromagnetique. Ann. de Ch. et de Ph. 22. p, 201. (Die Wirknng des Schliessnngsdrahtes bleibt dieselbe beim Drehen um seine Achse.)

1) Abnahme mit der Entfernung.

Biot, note sur le magnetisme de la pile de Volta. Ann. de Ch. et de Ph. 15. p. 222. Gilb. Ann. 66. p. 392.

Biot et Savart, sur la mesure de l'action exercée à distance sur une particule de magnétisme par nn fil conjonctif. Journ. de ph. 91. p. 151. (Abnahme im Verhältniss der Entfernung.)

Seebeck, über den Magnetismus der galvanischen Kette. Abh. der Berl. Akad. 1820. 21. p. 289. (Die Gleichgewichtsgrenze der Wirkung zweier parallelen, im magnetischen Meridian lothrecht übereinander entgegengesetzt fliessender Ströme auf eine Magnetnadel ausserhalb ist eine Hyperbel.)

Hansteen, über einen Versuch des Dr. Seebeck und über das Gesetz der elektromagnetischen Kraft. Gilb. Ann. 70. p. 175. (Abnahme im Verhältniss der Entfernung.)

Schmidt, Beschreibung einer einfach eingerichteten astatischen Magnetnadel und einiger damit angestellter Versnche, das Gesetz der elektromagnetischen Anziehungen und Abstossungen betreffend. Gilb. Annalen. 70. p. 243. (Dasselbe Gesetz abgeleitet aus Versuchen von

Bechstein, Versuche über die Einwirknng der galvanischen Elektricität auf die Magnetnadel. Gilb. Ann. 67. p. 371. (Wirkung des Schliessungsdrahtes unter verschiedenen Winkeln. Wirkung eines gegen den Meridian geneigten Drahtes.)

Schmidt, Gesetze der Anziehung eines galvanisch-elektrischen Stroms und eines Prechtlschen Transversalmagneten auf die Magnetnadel, abgeleitet aus der Anziehung der einzelnen Punkte nnd Vergleichung mit der Erfahrnng. G. A. 71. p. 387.

Pouillet, condition d'équilibre d'une aignille aimantée soumise à l'action d'nn courant rectiligne indéfini. Elémens de physique 2. éd. I. p. 247.

2) Wirknng eines lothrechten Schliessnngsdrahtes auf den Magnet.

Faraday, mémoire sur les mouvements électromagnetiques et la théorie du magnetisme avec des notes par Savary et Ampère.

Ann. de Ch. et de Ph. 18. p. 337—379. Gilb. Ann. 71. p. 124.

Pfaff, über das verschiedene Verhalten verschiedener Stellen einer und derselben Hälfte einer Magnetnadel im elektromagnetischen Conflicte. Gilb. Ann. 74. p. 249.

Poggendorff in Okens Isis. 1821. p. 690.

3) Wirkung eines Magneten auf den Schliessungsdraht.

Ampère, note sur un appareil à l'aide duquel on peut verifier toutes les propriétés des conducteurs de l'électricité voltaique. Ann. de Ch. et de Ph. 18. p. 88.

de la Rive, zwei kleine elektrisch-magnetische Apparate zum Anstellen der Ampèreschen Versuche. Gilb. Ann. 69. p. 81. (Schwimmende Kette.)

Raschig, einfachste Darstellung eines Magneten durch einen galvanisch-elektrischen Strom. Gilb. Ann. 69. p. 206. (Aufhängen der Kette an Seide.)

Erman, Umrisse zu den physischen Verhältnissen des elektrochemischen Magnetismus.

4) Wirkung der Erde auf den Schliessungsdraht.

Ampère, mémoire sur l'action, exercée sur un courant électrique par un autre courant, le globe terrestre et un aimant. Ann. de Ch. et de Ph. 15. p. 188.

de la Rive, mémoire sur l'action, qu'exerce le globe terrestre sur une portion mobile du circuit voltaique. Bibl. univ. 21. p. 29. Ann. de Ch. et de Ph. 21. p. 24.

Ampère, addition au mémoire précédent. Ann. de Ch. et de Ph. 21. p. 48.

Steffens, Versuch zur Darstellung des Verhältnisses des Elektromagnetismus zum Erdmagnetismus. Kastn. Arch. 7. p. 273.

Pohl, zur Lehre vom Elektromagnetismus. Kastn. Arch. 9. p. 1., 11. p. 161.

Pohl, Versuche über die Einwirkung des Erdmagnetismus auf bewegliche Elektromagnete (Leiter). Gilb. Ann. 74. p. 389. und 75. p. 269.

Pohl, Uebersicht der Verhandlungen der schlesischen Gesellschaft für vaterländische Kultur. 1841. p. 85.

B. Wirkung zweier Schliessungsdrähte auf einander.

Ampère, de l'action mutuelle de deux courants électriques. §. 1. Ann. de Ch. et de Ph. 15. p. 57—76., 170—218. Gilb. Ann. 67. p. 113. 225. (Gleichfliessende Ströme ziehen einander an, ungleichfliessende stossen einander ab.)

Apparate dazu.

Notes sur quelques appareils propres à simplifier la démonstration des phénomènes électro-dynamiques. Ann. de Ch. et de Ph. 57. p. 204.

Roget, Electromagnetism. §. 173. (Verkürzung eines spiralförmigen Schliessungsdrahtes durch gegenseitige Anziehung seiner Windungen.)

Barlow, Electromagnetism. Fig. 63.

Wirkung der aufeinanderfolgenden Theile eines Stromes.

Ampère, théorie des phénomènes électro-dynamiques. p. 39.

Lenz, über eine Erscheinung, die an einer grossen Wollastonschen Batterie beobachtet wurde. Pogg. Ann. 47. p. 46.

C. Rotationen.

Wollaston, Phil. Trans. 1823. p. 158. (Andeutung derselben.)

Faraday, on electromagnetic motions and the theory of magnetism. Roy. Inst. 1821. Sept. Gilb. Ann. 71. p. 124., 72. p. 123.

Ampère et Savary, notes sur ce mémoire. Ann. de Ch. et de Ph. 18. p. 370.

Ampère, exposé sommaire des nouvelles expériences électro-magnétiques, faites par différens physiciens, depuis le mois de mars 1821 lu 8 Aout 1822. Journ. de phys. 94. p. 61. Notes sur cet exposé etc. Ampère recueil. p. 207—237.

Ampère, reponse à la lettre de Mr. van Beek sur une nouvelle expérience électro-magnétique. Journ. de ph. 93. p. 447.

Ampère, expériences relatives à de nouveaux phénomènes électro-dynamiques. Ann. de Ch. et de Ph. 20. p. 60. (Rotation der Leiters durch einen Leiter.) Gilb. Ann. 72. p. 257.

Ampère, lettre à Mr. Gerhardi sur divers phénomènes électro-dynamiques. Ann. de Ch. et de Ph. 29. p. 373.

Marsch, Tilloch Phil. Mag. 1822. Jun. Bibl. univ. 20. p. 25

(Rotirende Platte der Kette auf dem Schenkel eines Hufeisens.)

Schweigger, über Elektromagnetismus. Schweigg. Journ. 46. p. 1—72., 48. p. 289—352.

Sturgeon, account of an impoved electromagnetic apparatus. Ann. of Phil. 1826. vol. 12. p. 357. (Rotation des Leiters um einen Elektromagnet.) Ann. of Electricity 8. p. 81. 228. 337.

Lewthwaite, new form of an experiment in electromagnetism. Ann. of Phil. 1827. vol. 2. p. 459. (Rotation des Leiters und Magnets beider um einander.)

Pouillet, Elémens de physiqne. 3. éd. 1. p. 528.

Nobili, apparrechio particolare per il giro de Faraday. Mem. 2. p. 14.

Watkins, a popular sketch of elektromagnetism and electrodynamics. London 1828. p. 78. (rotirende cylindrische Spiralen um einen Magnet im Innern.

Knochenhaner, über ein galvanisches Flugrad. Pogg. Ann. 45. p. 149.

Rotirende Flüssigkeiten.

Davy, on a new phaenomenon of Electro-magnetism. Ph. Tr. 1823. p. 153. (Rotation des Quecksilbers um den Magnet.)

de la Rive, récherches sur le mode de distribntion de l'électricité dynamiqne dans les corps, qui lui servent de conducteurs. (Im hohlen Magnet.)

Ritchie, experimental researches in voltaic electricity and electromagnetism. Ph. Tr. 1832. p. 89. (Rotation des Wassers.)

Fechner, elektromagnetischer Rotationsapparat für Flüssigkeiten. Schweigg. Journ. 57. p, 15.

Apparate zu elektromagnetischen Versuchen überhaupt.

Die Handbücher von Roget, Barlow, Fechner, Pohl, Sturgeon, Watkins.

Nobili, memorie ed osservazioni edite colla descrizione ed analisi de suoi apparati ed instrumenti. Firenze 1834. 2 vol.

Ampère. appareil. Ann. de Ch. et de Ph. 18. p. 88. u. Récueil des observations.

de la Rive, zwei kleine elektrisch-magnetishe Apparate zum Anstellen der Ampèreschen Versuche. Gilb. Ann. 69. 81.

Pohl, der Gyrotrop, eine nützliche und bequeme Vorrichtung bei elektromagnetischen Versuchen. Kastn. Arch. 13. p. 49.

Gilbert, Untersuchung über die Einwirkung des geschlossenen galvanisch-elektrischen Kreises auf die Magnetnadel. Gilb. Ann. 66. p. 331—392. (Einfacher Apparat zu Oersteds Grundversuchen.)

Schweigger, über Elektromagnetismus. Schweigger Journ. 46. p. 1—72., 48. p. 289—352.

Siehe Galvanometer unter Galvanismus.

D. Magnetisirungserscheinungen des Schliessungsdrahtes.

Arago, expériences relatives à l'aimantation du fer et de l'acier par l'action du conrant électrique. Ann. de Ch. et de Ph. 15. p. 93. Gilb. Ann. 66. p. 311.

Seebeck, Magnetismus der galvanischen Kette. p. 44.

Erman, ib. p. 50. (Aufgeschnittene Stahlscheibe.)

Gay Lussac und Welter, in Ann. de Ch. et de Ph. 22. p. 93.

H. Davy, on the magnetic phaenomena produced by electricity. Phil. Tr. 1821. p. 7. 425. Gilb. Ann. 71. p. 225.

van Beek, Moll, van Rees und van der Bos, Versuche über das Magnetisiren des Stahls durch Maschinenelektricität. Gilb. Ann. 72. p. 12.

Yelin, über den Zusammenhang der Elektricität und des Magnetismus. Gilb. Ann. 66. p. 395. und 68. p. 17,

Boeckmann, kurzer Bericht von seinen Versuchen über die Wirkung des geschlossenen Voltaisch elektrischen Kreises auf die Magnetnadel, und über die Erregung des Magnetismus im Stahl durch die gewöhnliche Maschinenelektricität. Gilb, Ann. 61. p. 1.

de la Borne, Ann. de Ch. et de Ph. 16. p. 194.

Pfaff, Erscheinungen und Gesetze des Magnetisirens der Stahlnadeln mittelst gemeiner Elektricität auf einer ebenen Spirale aus Draht. Gilb. Ann. 69. p. 84.

Savary, mémoire sur l'aimantation. Ann. de Ch. et de Ph. 34. p. 5.

Fechner, über transversale Magnetisirung stählerner Schliessungsbogen. Schweigg Journ. 63. p. 249.

Elektromagnete.

Sturgeon, on electromagnets. Phil. Mag. 11. p. 195.

Watkins, on the magnetic powers of soft iron. Phil. Trans. 1833. p. 333.

Henry und Ten Eyk, Silliman. Americ. Journ. 19. p. 400.

Moll, sur la force magnétique, que peuvent prendre des barreaux de fer sous l'influence des courants électriques. Ann. de Ch. et de Ph. 50. p. 314.

Moll, sur l'influence de la grandeur des éléments voltaiques pour développer la force magnétique dans le fer doux. ib. 50. p. 331.

Sturgeon, an experimental investigation of the influence of electric currents on soft iron as regards the thickness of metal requisite for the full display of magnetic action, and how far thin pieces of iron are available for practical purposes. Sturgeon Ann. of El. 1. p. 470.

Pfaff, über kräftige Elektro-Magnete mit grossen und sehr kleinen Hufeisen. Pogg. Ann. 52. p. 303.

Parrot, über hohle Elektromagnete. Bullet. scientifiq. de l'Acad. de St. Petersb. 1. p. 121.

Pfaff, Versuche über den Einfluss der Eisenmasse der Elektromagnete auf die Stärke des Magnetismus bei gleicher Stärke des elektrischen Stromes. Pogg. Ann. 50. p. 636. 53. p. 309.

Alexander, über plötzliche und vollkommne Entfernung der Anziehungskraft an Elektromagneten. Pogg. Ann. 56. p. 455.

Rainey, on the feeble attraction of the electromagnet for small particles of iron. Lond. and Edinb. Ph. M. 9. p. 72. 220. 469.

Ritchie, on the cause of the remarkable difference between the attraction of a permanent and of a electromagnet on soft iron at distance. ib. 9. p. 80.

Magnus, über die Wirkung des Ankers auf Elektromagnete und Stahlmagnete. Pogg. Ann. 38. p. 417.

Fechner, über das Gesetz, nach welchem die Tragkraft weichen Eisens mit der Grösse des darauf einwirkenden Stromes wächst. Schweigg. Journ. 69. p. 274.

Fechner, de nova methodo magnetismum explorandi, qui per actionem galvanicam in ferro ductili excitatur. Lips. 4. 1835.

Lenz und Jacobi, über die Gesetze der Elektromagnete. Pogg.

Ann. 47. p. 225. 401. Bullet. de l'Ac. de St. Petersb. 1838. Juli. V. No. 2.

Jacobi, der elektromagnetische Krafthebel. Pogg. Ann. 54. p. 335.

Fechner, de magnetismo variabili, qui chalybi actione galvanica inducitur. Lips. 4. 1835.

Joule, investigations in magnetism and electromagnetism. Sturg. Ann. of El. 4. p. 131.

Joule, on electromagnetic forces. ib. 4. p. 474. 5. p. 187. 470. (Magnet aus der Länge nach geschnittenem hohlem Cylinder.)

Rudford, description of a novel form of electromagnet. Sturg. Ann. 6. p. 431.

Joule, description of a new electromagnet. Sturg. Ann. 6. p. 431.

Weber, über magnetische Friction. Resultate d. magn. Vereins 1840. p. 46. (Radmagnet.)

E. Elektromagnetismus als bewegende Kraft.

Ritchie, on the continued rotation of a closed voltaic circuit by an other closed circuit. Lond. and Ed. Ph. Mag. 4. p. 13 (Princip der continuirlichen Bewegung durch Umkehrung des Stromes.)

v. Kramer, Notiz über einen neuen, durch Einfluss des Erdmagnetismus wirksamen elektro-magnetischen Apparat. Pogg. Ann. 43. p. 304.

dal Negro. nuova macchina elettro-magnetica immaginata dall' ab. dal Negro. Annali delle science del Regno Lomb. Ven. 1834. Maerz.

Stratingh u Becker. Konst und Letterbode. 1835. Dec.

Botto, note sur une machine locomotive, mise en mouvement par l'électromagnetisme. Mem. di Torino. 1836. p. 155.

Jacobi, mémoire sur l'application de l'électromagnétisme au mouvement des machines. Potsdam 1835. 8. 54. S.

Jacobi, expériences électro-magnétiques, formant suite au mémoire sur l'application de l'électro-magnétisme au mouvement des machines. 8. 30 S.

Jacobi, über die Principien der elektromagnetischen Maschinen. Pogg. Ann. 51. p. 358.

Vorsselman de Heer, über den Elektromagnetismus als bewegende Kraft. Pogg. Ann. 47. p. 76.

Sturgeon, description of an electro-magnetic engine for turning machinery. Sturg. Ann. of El. 1. p. 75.

Davenport, specification of a patent for the application of electro-magnetism to the propelling of machinery. Sturg. Ann. of El. 2. p. 347. 158. 257.

Davenport, recent experiments in electromagnetic machinery. ib. 2. p. 284.

Page, experiments in electro-magnetism. Sill. Amer. Journ. 1837. Oct. Sturg. Ann. 1. p. 214.

Connell, on a revolving electro-magnetic machine. ib. 2. p. 123.

Weber, über magnetische Friction. Result. d. Gött. Ver. 1840. p. 46.

F. Elektromagnetische Telegraphie.

Lenz, über die praktischen Anwendungen des Galvanismus. Petersb. 1839. 8. 68 S. (Schilling v. Canstadt.)

Gauss u. Weber in Schumacher's astronom. Jahrbuch. 1836. p. 37.

Steinheil, über Telegraphie insbesondere durch galvanische Kräfte. München 1838. 4. 30 S.

Morse, Télégraphe électromagnétique. Ann. de Ch. et de Ph. 72. p. 219.

Wheatstone, Examination of Pr. Wheatstone and Charles A. Saunders, Secret. of the great western rail way. Sturg. Ann. of El. 5. p. 337.

Vorsselmann de Heer, théorie de la télegraphie électrique, avec la description d'un nouveau télégraphe, fondé sur les actions physiologiques de l'électricité. Bullet. des scienc. phys. en Neerl. 1839. p. 135. Pogg. Ann. 46. p. 513.

II. Inductionserscheinungen.

A. Rotationsmagnetismus.

1) Vor Faraday's Entdeckung der Induction.

Arago, de l'influence que tous les métaux exercent sur l'aiguille aimantée. Ann. de Ch. et de Ph. 27. 363. (Entdeckung des Gebietes.)

Arago, sur les déviations que les métaux en mouvement font éprouver à l'aiguille aimantée. ib. 28. p. 325.

Arago, note concernant les phénomènes magnétiques, auxquels le mouvement donne naissance. Ann. de Ch. et de Ph. 32. p. 213. (Repulsion des Magnets durch die rotirende Scheibe.)

Nobili et Bacelli, sul magnetismo del rame a di altre sostanze. Nobili Mem. 1. p. 15. Bibl. univ. 1826. Janv.

Seebeck, von den in allen Metallen durch Vertheilung zu erregenden Magnetismus. Abh. der Berl. Akad. 1825. p. 71.

Christie, on the magnetism developed in copper and other substances during rotation. Ph. Tr. 1825. p. 117.

Babbage and Herschel, account of the repetition of Mr. Arags experiments on the magnetism manifested by various substances during the act of rotation. Phil. Tr. 1825. p. 476. (Einfluss der Schnitte.)

Harris, on the transient magnetic state of which various substances are susceptible. Pb. Tr. 1831. p. 67.

Prevost et Colladon, bibl. univ. 29. p. 316. (Abhängigkeit der Ablenkung von der Geschwindigkeit der Drehung und Entfernung der Scheibe.)

Haldat, expériences sur le magnetisme par rotation. Ann. de Ch. et de Ph. 39. p. 232.

Saigey, expériences sur le magnetisme par rotation. Bullet. univ. 1828. Jul. p. 33. Pogg. Ann. 15. p. 88.

Baumgartner, neue Versuche über die Bewegung einer Magnetnadel durch schnell rotirende Metalle. Baumgartn. Journ. 1. p. 146.

Pohl, über die durch Schwingungen, Rotation und Ablenkung versichtbarte Gegenwirkung zwischen der Magnetnadel und andern metallischen oder nicht metallischen Substanzen. Pogg. Ann. 8. p. 369.

Poisson, mémoire sur la théorie du magnétisme en mouvement. Mém. de l'Acad. de l'Inst. 6. p. 439.

2) Nach Faraday's Entdeckung der Induction.

Faraday, on Aragos magnetic phenomena. Experimental researches. series I. 81—139. Mv. 1831., series II., 140—264. Phil. Trans. 1832. p. 163.

Nobili et Antinori, sopra la forza elettromotrice del magnetismo. Antologia di Fir. No. 131. Nov. 1831. Mem. 1. p. 206. Ann. de Ch. et de Ph. 48. p. 412.

Nobili et Antinori, sopra vari punti di magneto-elettrismo. Antol. No. 138.

Nobili et Antinori, nouvelles expériences électro-magnétiques. Ann. de Ch. et de Ph. 50. p. 280.

Faraday, lettre à Mr. Gay-Lussac sur les phénomènes électro-magnétiques. ib. 51. p. 404.

Nobili, teoria fisica delle induzione elettro-dinamiche. Mem. 1. p. 255. Nov. 1832. Pogg. Ann. 24. p. 621., 27. p. 401.

Sturgeon, on the distribution of magnetic polarity in metallic bodies. Phil. Mag. 11. p. 270., 324. Lond. and Ed. Ph. M. 1. p. 31.

B. Magnetoinduction und Nebenstrom.

Faraday, Experimental researches in electricity.

Series I. 1) on the induction of electric currents. 1—26.
2) on the evolution of electricity from magnetism. 27—59.
3) on a new electrical condition of matter. 60—60.
4) on Aragos magnetic phenomena. 81—39. 24. Nov. 1831. Ph. Tr. 1832. p. 125. Pogg. Ann. 25. p. 91.

Series II. 5) terrestrial magneto-electric induction. 140—192.
6) general remarks and illustrations of the force and direction of magneto electric induction. 192—264. 12. Jan. 1832. Phil. Trans. 1832. 164. Pogg. Ann. 25. p. 142.

Christie, experimental determination of the laws of magneto-electric induction in different masses of the same metal and of its intensity in different metals. Ph. Tr. 1833. p. 95.

Nobili et Antinori, sopra vari punti di magneto-elettrismo. Antol. No. 138. (Funken.)

Botto, notice on the chemical action of the magneto-electric currents. Lond. and Edinb. Ph. M. 1. p. 441.

Ritchie, Experimental researches in Electro-magnetism and magneto-electricity. Ph. Tr. 1833. p. 313.

Sturgeon, on the theory of magnetic electricity. Ann. of El. 1. p. 251.

Dove, magnetoelektrische Elektromagnete. Pogg. Ann. 29. p. 462.

Lenz, über die Gesetze, nach welchen der Magnet auf eine Spirale einwirkt, wenn er ihr plötzlich genähert oder von ihr entfernt wird, und über die vortheilhafteste Construction der

Spiralen zu magneto-elektrischem Behufe. Poggend. Ann. 34. p. 385.

Lenz, über die Bestimmung der Richtung des durch elektro-dynamische Vertheilung erregten galvanischen Stromes. Pogg. Ann. 31. p. 483. (Berichtigung v. Ritchies Regeln.)

Erman, über Erzeugung von Elektromagnetismus durch blosse Modification der Vertheilung der Polarität in einem unbewegten Magnet. Abh. d. Berl. Akad. 1832. p. 17.

Dove, über inducirte Ströme, welche bei galvanometrischer Gleichheit ungleich physiologisch wirken. Pogg. Ann. 49. p. 72.

Abria, récherches sur les lois de l'induction des courants par les courants. Ann. de Ch. et de Ph. 1841. p. 1—65. 1843. v. 7. p. 462.

Masson et Brequet fils, mémoire sur l'induction. Ann. de Ch. et de Ph. 1842. 4. p. 129—153.

Gauss, Erdmagnetismus und Erdmagnetometer. Schumach. astr. Jahrb. 1836. 1.

W. Weber, das Inductionsinclinatorium. Result. d. Gött. Ver. 1837. p. 81.

W. Weber, Beweglichkeit des Magnetismus im weichen Eisen ib. 1838. p. 118.

W. Weber, unipolare Induction. ib. 1839. p. 63.

Nebenstrom der Leidner Flasche.

Henry, Contributions to electricity and magnetism. Trans. of the Amer. Phil. Soc. vol. VI. Pogg. Ann. Erg. p. 282.

Marianini, sulle correnti per induzione leida-elettrica in Memorie di fisica sperimentale. Modena 1838. Arch. de l'élect. 3. p. 29.

Riess, Magnetisirung und Wärmeerzeugung mittelst einer durch den Schliessungsdraht der elektrischen Batterie erregten Stromes. Pogg. Ann. 47. p. 55.

Riess, über die Verzögerung der elektrischen Entladung durch Leiter, welche dem Schliessungsdrahte der Batterie nahe stehen. Pogg. Ann. 49. p. 393.

Riess, fortgesetzte Untersuchungen über den Nebenstrom der elektrischen Batterie. Pogg. Ann. 50. p. 1.

Riess, über das Maximum der Wirkung eines Nebendrahts auf die Entladung der elektrischen Batterie. Pogg. Ann. 51. p. 177.

Riess, über die Richtung des elektrischen Nebenstromes. Pogg. Ann. 51. p. 351.

Dove, über die durch Magnetisirung des Eisens vermittelst Reibungselektricität inducirten Ströme. Pogg. Ann. 54. p. 305.

Dove, über den Magnetismus der sogenannten unmagnetischen Metalle. Pogg. Ann. 54. p. 325.

Mattencci, induction de la décharge de la batterie. Biblioth. univ. 1840. Oct. p. 122. Arch. de l'élect. 1. 136.

Knochenhauer, Versuche über die gebundene Elektricität. Pogg. Ann. 58. p. 391. u. 60. p. 70.

C. Gegenstrom (Extracurrent).

Faraday, on the magneto-electric spark and shock, and on a peculiar condition of electric and magneto-electric induction. Lond and Ed. Ph. Mag. 1834. Dec.

Faraday, on the influence by induction of an electric current on itself and on the inductive action of electric currents generally. Series IX. 1048—1118. 24. Jan. 1835. Ph. Tr. 1835. p. 39. Pogg. Ann. 35. p. 413.

Henry, on the influence of a spiral conductor in increasing the intensity of electricity from a galvanic arrangement of a single pair. Stnrg. Ann. of El. 1. p. 282.

Moser, Repertorium I. p. 328.

Magnus, über die Wirknng des Ankers auf Elektromagnete nnd Stahlmagnete. Pogg. Ann. 38. p. 417.

Stnrgeon, an experimental investigation of the laws which govern the production of electric shocks from a single voltaic pair of metal. Ann. of Electr. 1. p. 192.

Page, method of increasing shocks and experiments with Prof. Henry's apparatns for obtaining sparks and shocks from the calorimotor. ib. 1. p. 290.

Masson, de l'induction d'un courant sur lui même. Ann. de Ch. et de Ph. 60. p. 6.

Jacobi, über die Inductionsphänomene beim Oeffnen und Schliessen einer Volta'schen Kette. Bull. de l'Acad. de St. Petersb. III. No. 21.

Dove, über den Gegenstrom zn Anfang und zn Ende eines primären. Pogg. Ann. 56. p. 251.

Bachhoffner, letter to Sturgeon. Ann. of Elect. 1. p. 496.

Magnus, über die Wirkung von Bündeln von Eisendraht beim Oeffnen der galvanischen Kette. Pogg. Ann. 48. p. 95.

Gegenstrom der Thermokette.

Linari, Compte rend. 1836. II. p. 46.

Wheatstone, on the thermoelectric spark. Lond. and Ed. Ph. Mag. 10. p. 414.

Watkins, on thermoelectricity. Lond. and Ed. Ph. Mag. 11. p. 304.

Dove, Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. p. 37.

Gegenstrom der Kleistischen Flasche.

Dove, über die durch Magnetisirung des Eisens vermittelst Reibungselektricität inducirten Ströme. Pogg. Ann. 54. p. 305.

Nebenströme höherer Ordnung.

Henry, Contributions to electricity and magnetism. Trans. of the Americ. Phil. Soc. vol. VI. Pogg. Ann. Erg. p. 282.

Marianini, des courants électriques que détermine l'induction opérée par des courants électriques instantanés. Arch. de l'électr. 3. p. 29.

Dove, Einfluss der Anwesenheit des Eisens bei inducirten Strömen höherer Ordnungen. Untersuchungen im Gebiete der Inductionsel. p. 65.

Magneto-elektrische Maschinen.

Pixii, nouvelle construction d'une machine électro-magnetique Ann. de Ch. et de Ph. 50. p. 322.

Watkins, on magneto-electric induction. Lond. and Ed. Ph. M. 7. p. 107.

Saxton, on his magneto-electric machine. Lond. and End. Ph. Mag. 9. p. 262.

Stratingh, beschrijving van een verbetert Faradaisch magnetisch-elektrisch werktuig. Natuur and Skeik. Arch. 1836. p. 1.

Clarke, a description of a magnetic electrical machine. Sturgeon Ann. of El. 1. p. 145.

Clarke, in reply to Mr. Saxtons article. Lond. and Ed. Ph. M. 10. p. 455.

Lenz, Beiträge zur Theorie der magnetischen Maschinen. Pogg. Ann. 57. p. 211.

Clarke, account of a series of experiments with a large magneto-electrical machine. Mem. of the Elect. Soc. 1. p. 72.

Sturgeon, description of a magnetic electrical machine having no iron armature. Ann. of El. 2. p. 284.

Ritchie, on the electric spark and shock from a permanent magnet. Lond. and Ed. Ph. M. 10. p. 280.

dal Negro, new experiments relative to the action of magnets on electro-dynamic spirals and description of a new electromotive battery. Lond. and Ed. Ph. M. 1. p. 45.

W. Weber, der Inductor zum Magnetometer. Res. des Gött. Ver. 1838. p, 36.

W. Weber, der Rotationsinductor. ib. 1838. p. 112.

Pohl, Beschreibung eines besonders zu chemischen Wirkungen dienlichen magnetroelekt. Apparats. Pogg. Ann. 34. p. 185. 500.

Gills, a description of a new form of magneto-electric machine and an account of carbon battery of considerable energy. Sturgeon Ann. of El. 5. p. 395.

Wright, on electro-magnetic coil machines. ib. 5. p. 349.

Henley, on an electro-magnetic machine, ib. 7. p. 323.

Wright, on a new electro-magnetic engine. ib. 5 108.

Bachhoffner, on the electro-magnetic machine. Sturg. Ann. of El. 2. p. 207.

Dove, Differentialinductor. Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. p. 10—18., 39—41.

Stripe, description of a new coil machine. Sturg. Ann. of El. 7. p. 211.

Nesby, on electro-magnetic coil machines. ib. 2. p. 203., 381.

Neef, über einen neuen Elektromotor. Pogg. Ann. 46. p. 104. 50. p. 236.

Eigenschaften alternirender Ströme.

de la Rive, récherches sur les propriétés des courants magnetoélectriques. Mém. de la société de Génève. VIII. p. 191. Pogg. Ann. 45. p. 163.

de la Rive, mémoire sur quelques phénomènes chimiques, qui se manifestent sous l'action des courants électriques développés par induction. Mém. de la soc. de Génève. IX. p. 161.

Lenz, über die Eigenschaften der magneto-elektrischen Ströme, eine Berichtigung des Aufsatzes des Hrn. de la Rive über denselben Gegenstand. Pogg. Ann. 48. p. 385.

de la Rive, nouvelles récherches sur les propriétés des courants électriques discontinus et dirigés alternativement en sens contraire. Arch. de l'électr. 1. p. 175.

Poggendorff, über einige Magnetisirungserscheinungen. Pogg. Ann. 45. p. 353.

III. Galvanismus.

1. Geschichte des Galvanismus.

Sué, histoire complette du galvanisme depuis sa découverte en 1789 jusqu'à ce jour, avec le détail des expériences faites et des écrits publiés sur ce phénomène. 4. vol.

Tromsdorff, Geschichte des Galvanismus oder der galvanischen Elektricität, vorzüglich in chemischer Hinsicht. Erfurt 1808.

Ritter, Beiträge zur nähern Kenntniss des Galvanismus. Jena 1800—1805.

Pfaff, Uebersicht über den Voltaismus und die wichtigsten Sätze zur Begründung einer Theorie desselben. Stuttg. 8. 1804.

Bostock, an account of the history and presente state of galvanism. London 1818. 8.

Delue, traité élémentaire sur le fluide électrico-galvanique. Paris 1804. 2 vol. 8.

Collezione dell opere del Cavaliere Conte Alessandro Volta. Firenze 1816. 3 vol. 8.

Weber, der Galvanismus, eine Zeitschrift. Landshut, 1822. 3.

Aldini; Traité théorique et expérimental sur le galvanisme. Paris 1804. 2 vol. 8.

Wilkinson, elements of galvanism. 1824. 8. 2 vol.

Singer, elements of electricity and chimistry. üb. v.

Müller, Elemente der Elektricität und Elektrochemie, mit Anmerkungen, welche die neuesten elektrischen Entdeckungen enthalten. Berlin 1819. 8. 502 S.

2. Volta's Fundamentalversuch.

Volta, sull electricita eccitata dal contatto de conduttori dissimili. Brugnatelli An. di Ch. 13. p. 226.

Volta, on the electricity excited by the mere contact of conducting substances of different kinds. Ph. Tr. 1800. p. 402.

Annali di Chimica. Tom 14. Ritter, Beiträge zur näheren Kenntniss des Galvanismus. I., St. 3. Ann. de Ch. 29. p. 91.

Rapport fait à la classe des sciences mathématiques et physiques de l'institut national sur les expériences du citoyen Volta. Paris 4. Gilb. Ann. 10. p. 389.

Pfaff, über Volta's Fundamentalversuch. Gilb. Ann. 68. p. 273.

Egen, Bemerknng über die durch Berührung erregte Elektricität. Gilb. Ann. 69. p. 385.

Schmidt, Wiederholung von Volta's Fundamentalversuchen. Gilb. Ann. 70. p. 229.

Bischof nnd v. Münchow, über die durch Berührung nngleichartiger nnd gleichartiger Metalle erregte Elektricität. Pogg. Ann. 1. p. 279.

Pfaff, über den Voltaschen Fundamentalversnch, mit Rücksicht auf einen Aufsatz d. Hrn. Bischof nnd v. Münchow. Schweigg. Journ. 46. p. 129.

Fechner, Beitrag zu den galvanischen Fundamentalversnchen. Schweigg. Journ. 53. p. 429.

Fechner, über einen Apparat zur Anstellung der Voltaschen Grnndversuche. Pogg. Ann. 41. p. 225.

Fechner, einige Versuche zur Theorie des Galvanismus. Pogg. Ann. 43. p. 433.

Péclet, recherches sur le développement de l'électricité statique pendant le contact des corps. Arch. de l'électricité. 1. p. 621.

Belli, description de quelqnes expériences faites avec un nouvel appareil sur l'origine de l'électricité voltaique. Arch. de l'élect. 1. p. 651.

Gegen Volta.

de la Rive, récherches sur la cause de l'électricité voltaique. Mém. de la Société de Ph. et d'Hist. nat. de Génève; prem. partie: récherches des causes, qui déterminent la production de l'électricité voltaique sous forme de courant, IV. p. 285.; seconde partie: récherche des causes, qui déterminent la production de l'électricité dite de contact sous forme de tension. VI, p. 149. u. VII. p. 487.

de la Rive, über die Voltasche Elektricität und über die die chemischen Actionen begleitende Elektricität. Compt. rend. 1835. p. 312. Pogg. Ann. 37. p. 312.

Becquerel, du degagement de l'électricité qui résulte du contact de deux métaux. Ann. de ch. et de ph. 38. p. 113.

Walcker, über die Ursachen, welche Elektricität erregen. Pogg. Ann. 4. p. 301. 443.

Parrot, Handbuch der Physik. II. p. 554. Gilb. Ann. 61. p. 283.

Parrot, sur les phénomènes de la pile voltaique. Ann. de Ch. et de Ph. 42. p. 45.

Gautherot, récherches sur les causes qui développent l'électricité dans les appareils galvaniques. Journ. de Ph. 56. p. 429.

3. Contact-Theorie.

Volta, de l'électricité dite galvanique. Ann. de Ch. 40. p. 255. Gilb. Ann. 10. p. 421.

Volta, sull identita del fluido electrico ed fluido galvanico. Brugn. Ann. 19. p. 38. 163.

Volta, réponse aux observations de Nicholson sur sa théorie. Bibl. univ. 19. p. 274.

Pfaff, Grundzüge von Volta's elektrischer Theorie der Erscheinungen seiner Säule. Gilb. Ann. 10. p. 219.

Pfaff, Uebersicht über den Voltaismus und die wichtigsten Sätze zur Begründung einer Theorie desselben. Stuttgart 1804.

Pfaff, Revision der Lehre vom Galvano-Voltaismus.

Pfaff, défense de la théorie de Volta, relative à la production de l'électricité par le simple contact, contre les objections de Mr. de la Rive. Ann. de Ch. et de Ph. 41. p. 236.

Hildebrandt, über die Unabhängigkeit der Erregung des Galvanismus von dem Unterschiede der Oxydabilität in den einander berührenden Erregern. Gehl. Journ. der Ph. u. Ch. 6. p. 36.

Behrens, das Merkwürdige aus Versuchen über Elektricität. Gilb. Ann. 23. p. 1.

Fechner, Rechtfertigung der Contacttheorie des Galvanismus. Pogg. Ann. 42. p. 481. (Experim. crucis. p. 508.)

Fechner, einige Versuche zur Theorie des Galvanismus. Pogg. Ann. 43. p. 433.

Fechner, Versuch einer Theorie des Galvanismus. Pogg. Ann. 44. p. 14.

Henrici, über die Elektricität der galvanischen Kette. Göttingen 1840. 8.

Marianini, mémoire sur la théorie chimique des electro-moteurs

voltaiques simples et composés. Ann. de Ch. et de Ph. 45. p. 28.

Pfaff, über und gegen die Entwickelung der Elektricität durch chemischen Process, nebst einem Anhang über das elektromotorische Verhalten der Flüssigkeiten gegen Metalle. Pogg. Ann. 51. p. 110. 197.

Martens, mémoire sur la pile voltaique et la manière dont elle opère la décomposition des corps. Mém. de l'Acad. de Bruxelles. XII.

Henrici, Untersuchungen über einige anomale und normale galvanische Erscheinungen. Pogg. Ann. 55. p. 253.

Poggendorff, über die Voltaschen Ketten mit zwei einander berührenden Flüssigkeiten. Pogg. Ann. 53. p. 436.

Poggendorff, über die galvanischen Ketten aus zwei Flüssigkeiten und zwei einander nicht berührenden Metallen. Pogg. Ann. 49. p. 31.

Poggendorff, über die Frage, ob es wirksame galvanische Ketten ohne primitive chemische Action gebe, und über die Bildung der Eisensäure auf galvanischem Wege. Pogg. Ann. 54. p. 353.

Martens, recherches sur la passivité des métaux et sur la théorie de la pile voltaique. Bull. de l'Acad. roy. de Brux. 8. p. 305. Pogg. Ann. 55. p. 437.

4. Chemische Theorie.

de la Rive, recherches sur la cause de l'électricité voltaique. Génève. 4.

Fabroni, sur l'action de différents métaux à la température commune de l'atmosphère et explication de quelques phénomènes galvaniques. Journ. de Phys. 49. p. 348. Gilb. Ann. 4. p. 428.

Bostock, outlines of the history of galvanism with a theory of the action of the galvanic apparatus. Nichols Journ. 1802. Aug. p. 296., Sept. p. 3.

Bostock, on the theory of galvanism. ib. 1802. Oct. p. 69.

Wollaston, experiments on the chemical production and agency of electricity. Ph. Tr. 1801. p. 427.

H. Davy, on the relations of electrical and chemical changes. Ph. Tr. 1826. p. 383.

H. Davy, notice of some observations on the causes of the gal-

vanic phenomena, and on certain modes of increasing the powers of the galvanic pile of Volta. Nichols Journ. 4. p. 337. 394.

H. Davy, outlines of a view of galvanism. Roy. Inst. 1. p. 49. Tilloch Ph. Mag. 11. p. 326.

Ritchie, an experimental examination of the electric and chemical theories of galvanism. Ph. Tr. 1829. p. 361.

Roget, galvanism. p. 30.

Prideaux, on the theory of voltaic action. Lond. and Ed. Ph. M. 2. p. 210. 251.

Berzelius, Theorie der elektrischen Säule. Gehl. J. d. Ch. 3. p. 176.

Becquerel, Compt. rend. 1842. 24. Janv.

Gmelin, Versuch einer elektrochemischen Theorie. Pogg. Ann. 44. p. 1.

Schönbein, einige Bemerkungen über Fechners Rechtfertigung der Contacttheorie. Pogg. Ann. 44. p. 59.

Faraday, on the source of power in the voltaic pile. Series 16. 17. Phil. Tr. 1840. p. 61—127.

Mulder, natuur-en scheikundig onderzoek naar de dienst der vloeistof in galvanische Toestellen. Natur en Scheik. Archief. 1833. p. 105—283., 321—493.; 1834. p. 243 -417.

Karsten, über Contact-Elektricität. Berlin 1836. 8. 150 S.

Parrot, observations relatives au mémoire de Mr. Marianini sur la théorie chimique des électromoteurs voltaiques simples et composés. Ann. de Ch. et de Ph. 46. p. 337.

5. Mathematische Theorie der galvanischen Erscheinungen.

Ohm, die galvanische Kette mathematisch bearbeitet. Berlin 1827. 8. 245 S.

Fechner, Maassbestimmungen über die galvanische Kette. Leipzig 1831. 4.

Pouillet, mémoire sur la pile de Volta et sur la loi générale d'intensité que suivent les courants, soit qu'ils proviennent d'une pile à petite ou à grande tension. Compt. rend. 1837. I. p. 267. Pogg. Ann. 42. p. 281.

Ohm, vorläufige Anzeige des Gesetzes, nach welchem Metalle die Contactelektricität leiten. Pogg. Ann. 4. p. 79. Schweigg. Journ. 44. p. 110. 1825.

Ohm, Versuch einer Theorie der durch galvanische Kräfte hervorgebrachten elektroskopischen Erscheinungen. Pogg. Ann. 6. p. 459. u. 7. p. 45., 117. 1826.

Ohm, einige elektrische Versuche. Schweigg. Journ. 49. p. 1. 1827.

Ohm, Nachträge zu seiner mathematischen Bearbeitung der galvanischen Kette. Karsten's Arch. 14. p. 475.

Ohm, Nachweisung eines Ueberganges von dem Gesetze der Elektricitätsverbreitung zu dem der Spannung. Kastn. Arch. 7. p. 1. u. 452.

Ohm, gehorcht die hydroelektrische Kette den von der Theorie ihr vorgeschriebenen Gesetzen oder nicht? Frage und Antwort. Schweigg. Journ. 58. p. 393. 1830.

Fechner, Beiträge zur Lehre vom Galvanismus. Schweigg. Journ. 57. p. 291.

Fechner, von der erregenden Oberfläche, gegen de la Rive für die Ohmsche Theorie sprechende Versuche. Schweigg. Journ. 57. p. 9.

Fechner, Versuche über die elektromotorische Kraft in geschlossenen Ketten. ih. 60. 17.

Fechner, über die Wirkungsabnahme und Wirkungswiederherstellung galvanischer Ketten. Schweigg. Journ. 63. p. 249.

Ohm. Versuche über den Zustand der geschlossenen einfachen galvanischen Kette und daran geknüpfte Beleuchtung einiger dunkler Stellen in der Lehre vom Galvanismus. Schweigg. Journ. 63. p. 1. 159. 1831.

Ohm, an Thatsachen fortgeführte Nachweisung des Zusammenhangs, in welchem die mannigfaltigen Eigenthümlichkeiten galvanischer, insbesondere hydro-elektrischer Ketten untereinander stehen. Schweigg. Journ. 63. p. 385., 64. p. 21. 138. 257. 1832.

Ohm, zur Theorie der galvanischen Kette. Schweigg. Journ. 67. p. 341.

Ohm, theoretische Herleitung der Gesetze, nach welchen sich das Erglühen von Metalldrähten durch die galvanische Kette richtet, und nähere Bestimmung der Modification, die der elektrische Strom durch Spitzen erleidet. Kastn. Arch. 16. p. 1. 1829.

Henrici, zur Galvanometrie. Pogg. Ann. 53. p. 277.

Poggendorff, Methode, die relativen Maxima der Stromstärken zweier Voltaschen Ketten zu bestimmen. Pogg. Ann. 55. p. 43.

Jacobi, eine Methode, die Constanten der Voltaschen Ketten zu bestimmen. Pogg. Ann. 57. p. 85.

Poggendorff, über Hrn. de la Rive's Hypothese vom Rückstrom in der Voltaschen Säule. Pogg. Ann. 56. p. 353.

Draper, on the use of a secondary wire as a measure of the relative tension of electric currents. Lond. and Ed. Mag. 15. p. 206. 339.

Vorsselman de Heer, sur l'intensité des courants électriques. Bullet. des sciences physiques en Neerlande. 1839. p. 319.

Poggendorff, Methode zur quantitativen Bestimmung der elektromotorischen Kraft inconstanter galvanischer Ketten. Pogg. Ann. 54. p. 161.

Uebergangswiderstand.

Fechner, Maassbestimmungen der galvanischen Kette.

Vorsselman de Heer, sur la prétendue perte, qu'éprouve l'électricité en passant d'un métal dans un liquide ou vice-versa. Explication de la resistance dite de passage. Bullet. de sc. ph. en Neerl. 1840. p. 122.

Poggendorff, über die Wirklichkeit des Uebergangswiderstandes bei hydroelektrischen Ketten. Pogg. Ann. 52. p. 497.

Vorsselman de Heer, noch Einiges über den Uebergangswiderstand. Pogg. Ann. 53. p. 31.

Lenz, Bemerkungen über einige Punkte aus der Lehre vom Galvanismus. Pogg. Ann. 47. p. 584. u. 59. p. 203. 407.

Aeltere hierher gehörige Beobachtungen.

Ritter, expériences sur un appareil à charger d'électricité avec la colonne électrique de Volta. Journ. de Phys. 1803. vol. 57. p. 345.

Marianini, saggio di esperienze elettrometriche. Vened. 1828. p. 47.

de la Rive, analyse des circonstances qui déterminent le sens et l'intensité du courant électrique dans un élément voltaique. Ann. de Ch. et de Ph. 57. p. 225.

6. Polarisation und Ladung.

Oersted, Versuch über Zambonis zweigliedrige Kette. Schweigg. Journ. 33. p. 163. Ann. de Ch. 28. p. 190.

de la Rive, sur une propriété particulière des conducteurs métalliques de l'électricité. Mém. de la Soc. de Genève III. p. 201.

Ritter, Ladungssäule. Voigts Magazin 6. p. 97.

Marianini, sur les piles secondaires de Ritter. Ann. de Ch. et Ph. 38. p. 5.

van Beek, sur un phénomène extraordinaire concernant l'influence continue qu'exerce le contact des métaux hétérogènes sur leurs propriétés chimiques, long-tems après que ce contact a cessé. Ann. de ch. et de ph. 38. p. 49.

Wetzlar, über die elektromagnetischen Wirkungen homogener Theile eines Metalls bei ungleichzeitiger Berührung mit einer chemisch einwirkenden Flüssigkeit. Schweigg. Journ. 58. p. 302.

Fechner, über Umkehrung der Polarität in der einfachen Kette. Schweigg. Journ. 53. p. 61.

Schönbein, Beobachtungen über die elektrische Polarisation fester und flüssiger Leiter. Pogg. Ann. 46. p. 109., 47. p. 101., 56. p. 135.

Henrici, über die Wirkung elektrischer Entladungen auf die sie vermittelnden Metalle und Flüssigkeiten. Pogg. Ann. 46. p. 585.

Henrici, über die elektrische Polarisirung der Metalle. Pogg. Ann. 47. p. 431.

Munk af Rosenschöld, über die durch elektrische Ströme hervorgebrachten Ladungserscheinungen. Pogg. Ann. 43. p. 207.

Munk af Rosenschöld, von einer Veränderung des elektromotorischen Zustandes der Oberfläche des Zinks in Berührung mit alkalischen Flüssigkeiten unter Mitwirkung des elektrischen Stromes. Pogg. Ann. 47. p. 418.

Fechner, Beiträge zu den elektrochemischen Merkwürdigkeiten der salpetersauren Silberauflösung. Pogg. Ann. 47. p. 1.

Schröder, über elektrische Ströme durch ungleichzeitiges Eintauchen homogener Metalle. Pogg. Ann. 54. p. 57.

Vorsselman de Heer, sur la polarisation des fils et des lames, qui ont servi à opérer des décompositions chimiques. Bullet. des Scienc. ph. en Neerl. 1840. p. 105.

Pfaff, über das Vermögen von Metalldrähten, welche als Leiter der Voltaschen Säule in der Gasenthindungsröhre gedient haben, nach aufgehobener Verbindung mit der Säule noch ferner Gas zu entwickeln. Schweigg. Journ. 53. p. 77.

Pohl, über die Phaenomene der sogenannten elektrischen Ladung. Kastn. Arch. 6. p. 385.

Passivität.

Keir, Experiments and observations on the dissolution of minerals in acids and their precipitations. Ph. Tr. 1790. p. 359 üb von Lentin. Gött. 1791. 8. 40 S.

Wetzlar, Beiträge zur chemischen Geschichte des Silbers. Schw Journ. 52. p. 466. und 53. p. 94.

Wetzlar, über den elektrodynamischen Zustand, welchen Eisen und Stahl durch Berührung mit saurer salpetersaurer Silberlösung oder reiner Ammoniakflüssigkeit erlangen. Schweigg. Journ. 56. p. 206—227.

Dumas, Ann. de l'industrie. Franç. 1829.

Schönbein, über das Verhalten des Eisens zum Sauerstoff. Basel 1837.

Schönbein, on a peculiar voltaic condition of iron. Lond. and Ed. P. M. 9. p. 53. 122. 259., 10. p. 133. 172. 267., 13. p. 256.

Faraday, remarks on. ib. 9. p. 57. 122., 10. p. 175.

Herschel, on the prepared or peculiar condition of iron. Lond and Ed. Ph. M. 11. p. 329.

Schönbein, über das Verhalten des Zinns und des Eisens gegen die Salpetersäure. Pogg. Ann. 37. p. 390. 590., 38. p. 444.

Schönbein, über Faraday's Hypothese in Betreff der Ursache der Passivität des Eisens in Salpetersäure. Pogg. Ann. 39. p. 137.

Schönbein, Beobachtungen über einen eigenthümlichen Zustand des Eisens. Pogg. Ann. 57. p. 63.

Andrews, on the properties of voltaic circles in which concentrated acid is the liquid conductor. Irish. Trans. 18. p. 149.

Martens, recherches sur la passivité des métaux et sur la théorie de la pile voltaique. Arch. de l'él. 2. p. 531.

Schönbein, neue Beobachtungen über die chemische Wirksamkeit der einfachen Kette und die Passivität des Eisens. Pogg. Ann. 59. p. 421.

Chemische Zersetzung durch Galvanismus.

Nicholson und Carlisle, experiments in galvanic electricity Tilloch Ph. Mag. 7. p. 337. Beschreibung des neuen elektri-

schen oder galvanischen Apparats Alexander Volta's und einiger wichtiger damit angestellter Versuche. Nichols. Journ. of nat. phil. 4. p. 179. Gilb. Ann. 6. 340. (Wasserzersetzung entdeckt.)

Cruikshank, some experiments and observations on galvanic electricity. Nichols. Journ. 4. p. 187. Gilb. Ann 6. p. 360.

W. Henry, experiments on the chemical effects of galvanic electricity. Nichols Journ. 4. p. 223. Gilb. Ann. 6. p. 368. (Versuche mit Alkalien und Säuren.)

H. Davy, an account of some experiments made with de galvanic apparatus of Sign. Volta. Nichols Journ. 4. p. 275. 326. Gilb. Ann. 7. p. 114. (Wasserzersetzung in getrennten, durch Muskelfaser verbundenen Gefässen.)

Ritter, über die chemischen Erscheinungen des Wassers. Ritters Beiträge zur Kenntniss des Galvanismus. St. II. Th. 1. (Ritter's Theorie der Einfachheit des Wassers.)

Simon, Beschreibung einiger Versuche über die Wirkung der Voltaschen Säule in Beziehung auf Ritter's Erfahrungen. Scheerer's Journal d. Chem. 6. p. 29.

v. Grotthuss, sur la décomposition de l'eau et des corps, qu'elle tient en dissolution par l'action galvanique. Ann. de chim. 58. p. 55. Gehlen Journ. der Chem. und Phys. 5. p. 110. (Theorie der Wasserzersetzung.)

v. Grotthuss, physisch-chemische Forschungen. Nürnberg 1820.

Ruhland, über den Einfluss des Wassers auf Cohäsionsveränderungen. Schweigg. Journ. 18. p. 49.

Ritter, über Stoffverpflanzungen innerhalb feuchter Leiter im Kreise der Voltaschen Säule. Gehlen Journ. d. Ch. 7. p. 364.

Hisinger und Berzelius, Versuche, betreffend die Wirkung der elektrischen Säule auf Salze und auf einige von ihren Basen. Gehlen's neues Journal d. Chem. 1. p. 115.

H. Davy, on some chemical agencies of electricity. 20. Nov. 1806. Ph. Tr. 1807. p. 1. Gilb. Ann. 28. p. 1. (Ueberführen der Stoffe.)

H. Davy, on some new phenomena of chemical changes produced by electricity particularly the decomposition of the fixed alkalies, and the exhibition of the new substances, which constitute their bases, and on the general nature of alkaline bodies 19. Nov. 1807. Phil. Tr. 1808. 1. Gehlen Journ d. Ch. 7. p. 595.

H. Davy, electrochemical researches on the decomposition of t earths, with observations on the metals obtained from t alkaline earths and on the amalgam produced from Ammo 30. Jun. 1808. Ph. Tr. 1808. p. 333. Gehlen Journ. d Chem. 9. p. 484.

H. Davy, an account of some new analytical researches on th natnre of certain bodies, particularly the alcalies, phosphor sulphur, carbonaceous matter and the acids hitherto unco pounded, with some general observations on chemical theo Ph. Tr. 1809. p. 1.

Seebeck, Beobachtungen über Reduction verschiedener Erden u des Ammoniums, 30. März 1808. Gehlen Journ. f. Ch. u. P 5. p. 482.

Seebeck, Anwendung des Quecksilbers zur Darstellung des Kali Amalgam ib. 5. p. 710.

Gay-lussac et Thenard, recherches physicochimiques sur l pile faites a l'occasion de la grande batterie donnée pas S. M. a l'école polytechnique, sur les propriétes du potassium et d sodium, sur la décomposition de l'acide boracique, sur les ac des fluorique, muriatique et muriatique oxigené, sur l'actio chimique de la lumière, sur l'analyse végétale et animale. 2 vo 8. Paris 1811.

Jaeger, Bemerkungen über die Veränderung, welche mehrere ve getabilische Reagentien erleiden, wenn sie mit einzelnen, od mit verschiedenen paarweise mit einander verbundenen Met len in Berührung kommen und Versuch einer hypothetische Erklärung dieser Thatsachen. Gilb. Ann. 11. p. 288. 316.

Ruhland, über den Gegensatz der Elektricität und des Chem mus. Gehlen Journ. d. Chem. 9. p. 426. (2 Flüssigkeiten d den Frosch geschlossen.)

Buchholz, über eine merkwürdige Absonderung einer Portio Zinn in regulinischer nach Art der Metallbäume gewachsene Gestalt aus einer Auflösung desselben in Salzsäure. Gehle Journ. d. Ch. 3. p. 423.

Ritter, über ein von Buchholz beobachtetes galvanisches Phaeno men. ib. 4. p. 253.

Ritter, über verschiedene physikalisch chemische Gegenstände. Gehlen Journ. d. Chem. und Ph. 1. p. 351.

Buchholz, über die chemische Wirksamkeit der einfachen galvanisch elektrischen Ketten aus Metallauflösungen, Wasser oder Säuren und Metallen besonders in Hinsicht auf die dadurch bewirkte Desoxydation der Metalloxyde. Gehlen Journ. d. Ch. und Ph. 5. p. 127. (Buchholz. Kette.)

Fischer, das Verhältniss der chemischen Verwandtschaft zur galvanischen Elektricität in Versuchen dargestellt. Berlin 1830. 8. 238 S.

Edm. Davy, on a simple electro-chemical method of ascertaining the presence of different metals, applied to detect minute quantities of metallic poisons. Ph. Tr. 1831. p. 147.

Becquerel, des décompositions chimiques opérées avec des forces électriques à très petite petite tension. Ann. de ch. et de ph. 34. p. 153.

Becquerel, de l'électricité dégagée dans les actions chimiques et de l'emploi de très faibles courants électriques pour provoquer la combinaison d'un grand nombre de corps. ib. 35. p. 113.

Becquerel, sur l'électrochimie et l'emploi de l'électricité pour opérer des combinaisons. ib. 41. p. 236.

Becquerel, note sur la décomposition du sulfure de soufre à l'aide de l'électricité. ib. 42. p. 76.

Becquerel, sur les sulfures, iodures, bromures métalliques. ib. 42. p. 131.

Becquerel, mémoire sur de nouveaux effets électro-chimiques propres à produire de combinaisons, et sur l'application à la cristallisation du soufre et d'autres substances. ib. 43. p. 131.

Becquerel, sur un procedé électro-chimique pour retirer le manganèse et le plomb des dissolutions dans lesquelles ils se trouvent. ib. 43. p. 380.

Becquerel, considerations générales sur les décompositions électrochimiques et la reduction de l'oxide de fer, de la zircone et de la magnésie, à l'aide de forces électriques peu énergiques. ib. 48. p. 337.

Becquerel, de la cristallisation de quelques oxides métalliques. ib. 51. p. 101.

Golding Bird, observations on electro-chemical influence of long continued electric currents of low tension. Ph. Tr. 1837. p. 37.

Connel, on the action of voltaic electricity on alcohol, ether and aqueous solutions. Edinb. Trans. 13. p. 440.

Connel, on the action of voltaic electricity on pyroxylic spirit, and solutions in water, alcohol and ether. ib. 14. p. 110.

Connel, further researches on the voltaic decomposition of aqueous and alcoholic solutions. Edinb. Trans. 15. p. 151.

Schönbein, über einige elektrolysirende Wirkungen der einfachen Kette. Pogg. Ann. 51. p. 35.

Elektrolytisches Gesetz.

Faraday, on electro-chemical decomposition. 5 series. p. 127. 1833 Jan. 7 series. p. 195. 1834.

Walker, an account of experiments with a constant voltaic battery. Transact. of the Lond. Electr. Soc. 1. p. 57.

Jacobi, über das chemische und magnetische Galvanometer. Pogg. Ann. 48. p. 26.

Weber, über das chemische Aequivalent des Wassers. Resultate d. Gött. V. 1840. p. 91.

Poggendorff, über die Bedeutung des Gesetzes des elektrolytischen Action. Pogg. Ann. 44. p. 642.

Daniell, on the electrolysis of secondary compounds. Ph Tr. 1839. p. 97. 1840. p. 209. Pogg. Ann. Erg. p. 565.

Voltameter.

Faraday, Experimental Researches in Electricity. series 7. p. 709—740.

Gassiot, account of experiments with voltameters, having electrodes exposing different surfaces. Trans. of the Lond. Elect. Soc. 1. p. 107.

Poggendorff, verbesserte Einrichtung des Voltameters zur getrennten Auffangung beider Bestandttheile des Wassers. Poggend. Ann. 55. p. 277.

Becquerel 2, décomp. électroch. de l'eau. Arch. de l'ét. 1. p. 381.

Praktische Anwendung des Galvanismus.

H. Davy, on the corrosion of copper-sheeting by seawater and on methods of preventiog this effect, and on thier applicatioo to ships of war and other ships. Phil. Trans. 1824. p. 121.

H. Davy, additional remarks and observations on the application of electrical combinations to the preservation of the copper sheating of ships and to other purposes. Ph. Tr. 1824. p. 242.

H. Davy, further researches on the preservation of metals by electro-chemical means. Ph. Tr. 1825. p. 328.

Dumas, note sur l'influence qui exerce l'électricité développée par le contact des métaux sur les dépots de carbonate de chaux dans les tuyaux de plomb. Ann. de Ch. et de Ph. 33. p. 265.

Anlaufen der Metalle durch Elektricität.

Pristley, an account of rings consisting of all prismatic colours made by electrical explosions on the surface of metal. Ph. Tr. 1768. p. 68.

Nobili, sur une nouvelle classe de phénomènes électro-chimiques. Ann. de Ch. et de Ph. 34. p. 419.

Nobili, sur la déformation des apparencs électro-chimiques. bibl. univ 36. p. 3.

Nobili, note sur les apparences électriques de Pristley. Ann. de Ch. et de Ph. 37. p. 211.

Nobili, suc colori in generale ed in particolare sopra una nuova scala cromatica dedotta della metallocromia ad uso delle scienze e delle arti. Memor. 1. p. 163—188. appendice sopra la polarisatione de colori. p. 188.

Nobili, apparechio a punte per le apparenze elettro-chimiche. ib. 2. p. 15. per le tinte uniformi. p. 17.

Faraday, Phil. Mag. 1837 März.

Schönbein, einige Bemerkungen über die chemische Beschaffenheit der irisirenden Metallflächen Nobilis. Pogg. Ann. 40. p. 621.

Galvanoplastik.

Jacobi, die Galvanoplastik oder das Verfahren cohärentes Kupfer in Platten oder nach sonst gegebenen Formen unmittelbar aus Kupferauflösungen auf galvanischem Wege zu produciren. Petersb. 1840. 8. 60 S.

Spencer, an account of some experiments made for the purpose of ascertaining how far voltaic electricity may be usefull to the purpose of working in metal. Sturg. Ann. of Electr. 4. p. 238.

Jordan, a few remarks on electro-metallurgy. Lond. and. Ed. Ph. M. 89. p. 452.

Becquerel, note sur un procedé de Mr. Belfield-Lefèvre pour la fabrication du plaqué d'argent au moyen de la galvanoplastique. Compt. rend Juli 1842. Arch. de l'électr. 2. p. 465.

Grove, procédé voltaique pour graver les planches daguerréotypées. ib. 2. p. 457. Lond. and Ed. Ph. Mag. 20. p. 18.

Hoffmann, Anweisung zum Vervielfältigen einer Schrift oder Zeichnung, ausgeführt mit der Feder oder Reissfeder, durch Hülfe der galvanischen Kupferausscheidung. a. d. Dänischen. Kopenhagen 1842. 8. 22 S.

v. Kobell, die Galvanographie eine Methode gemalte Tuschbilder durch galvanische Kupferplatten im Drucke zu vervielfältigen. München 1842. 4. m. 7 Abb.

Osann, die Anwendung des hydroelektrischen Stromes als Aetzmittel. Würzburg. 8.

Vergolden.

de la Rive, notice sur un procédé electro-chimique, ayant pour objet de dorer l'argent et le laiton. Ann. de Ch. et de Ph. 73. p. 398.

de la Rive, sur l'application aux besoins de la gravure des procédés du dorage par la voie humide. Ann. de Ch. et de Ph. 75. p. 334.

Sturgeon, a familiar explication of the theory and practice of electro-gilding and electro-silvering, by means of which any person may be enabled to gild or silver coins, medallions, trinkets, ornaments, or household utensils or any other metallic article whatever, at a very trifling cost and with the utmost facility.

Böttger, neuere Beiträge zur Physik und Chemie.

Böttger, Arch. de l'électr. 2. p. 145. Ann. der Ch. u. Pharmac. 1840. Aug.

Dumas, rapport sur les nouveaux procédés introduits dans l'art du doreur. Cempt. rend. 1841. Nov. Arch. de l'ectr. 2. p. 113. Pogg. Ann. 55. p. 160.

Hossauer, über galvanische Vergoldung und Versilberung. Verh. d. Gewerbv. 1843. p. 133.

Galvanische Apparate.

Isarn, manuel du galvanisme ou description et usage des divers appareils galvaniques employés jusqu' à ce jour, tant pour les

recherches physiques et chimiques que pour les applications médicales. Paris 1805. 304 S.

1) Trogapparate.

Volta, on the electricity excited by the mere contact of conducting substances of different kinds. Ph. Tr. 1800. p. 402.

Wilkinson, elements of galvanism, with a view of its history from the first experiment of Galvani to the present time, containing also practical directions for constructing the galvanic apparatus. London 1804. 8.

Wilkinson, Beschreibung eines verbesserten Trogapparats mit einer Nachschrift von Ritter. Gehl. Journ. d. Phys. u. Chem. 7. p. 340. Gilb. Ann. 36. p. 359. Tilloch Phil. Mag. Nr. 105.

Cruikshank, some experiments and observations on galvanic electricity. Nichol. Journ. 4. p. 187. 254.

Hart, Edinb. Journ. of Sc. 4. p. 19,

Wollaston, elementary galvanic battery. Thomson Ann. of Ph. 6. p. 209. Gilb. Ann. 54. p. 9. (Galvanisches Feuerzeug.)

Döbereiner, die einfache elektrische Kette stöchiometrisch angewandt. Schweigg. Journ. 31. p. 492.

Wollastons Kette in Children an account of experiments with a large voltaic battery. Ph. Tr. 1815. p. 363.

Children, an account of some experiments performed with a view to ascertain the most adventageous method of constructing a voltaic apparatus for the purpose of chemical research. Phil. Trans. 1809. p, 32. Gilb. Ann. 36. p. 364.

Pepys, an account of an apparatus of a peculiar construction for performing magneto-electric experiments. Phil. Trans. 1823. p. 187.

Recherches physico-chimiques faites à l'occasion de la grande batterie voltaique donnée par Sa Maj. Imp. à l'école polytechnique. Paris 1811.

Hare, a memoir on some new modifications of galvanic apparatus with observations in support of his theory of galvanism. Sillim. Amer. Journ. 5. p. 105. Annals of Philos. New Ser. 2. p. 330. (Calorimotor.)

Hare, a new theory of galvanism. supported by some experiments and observations made by means of the Calorimotor a new galvanic instrument. Philadelph. 1819. 8. 17 S.; andre Trog-

apparate v. Hare. Silliman Amer. Journ. vol. 7 u. v. 26. p. 356.

Pohl, der Siderophor ein zur Anstellung galvanisch magnetischer Versuche eigenthümlich eingerichteter galvanischer Trogapparat. Kast. Archiv 14. p. 273.

Faraday, on an improved form of the voltaic battery. Experim. Research. 10 series. Phil. Trans. 1835.

J. Young, an account of a voltaic battery. Phil. Mag. Ser III. vol. 10. p. 241. Pogg. Ann. 40. p. 624.

Tihovsky und Helwig, Versuche über den Galvanismus. Scherer Journ. d. Chem. 7. p. 617. (Kohlensäule.)

Kemp, voltaic batteries with amalgamated zinc. Jameson Edinb. Ph. Journ. 1828. Sturgeon. Ann. of Electr. 1. p. 81.

Roberts, on an anomalous electric condition of iron. Lond. and Ed. Phil. Mag. 16. p. 14. (Zink Eisenkette.)

Poggendorff, über die auffallende Stromstärke der Zinkeisenkette, deren Ursache und einige verwandte Gegenstände. Pogg. Ann. 50. p. 255.

2) Constante Kette.

Daniell, on Voltaic Combinations. Phil. Trans. 1836. p. 107. 125.; 1837. p. 141.; 1838. p. 41.; 1839. p. 89.; 1842. p. 137. Pogg. Ann. 42. p. 263.

Mullins, description of a voltaic battery. Sturg. Ann. of El. 1. p. 107.

Mullins, on the sustaining voltaic battery in reference to some observations of Prof. Daniell. Sturg. Ann. of El. 8. p. 465.

Jacobi, über die Kammersäule. Pogg. Ann. 43. p. 328.

van der Boon Mesch, sur les constructions différentes des batteries voltaiques et les moyens d'en augmenter les effets. Bull. des scienc. phys. en Neerlande 1839. p. 420.

Stratingh, la batterie constante employée pour fournir le gaz necessaire à la lampe à gaz hydro-oxygène, et pour produire une force motrice au moyen de gaz hydro-oxygène. Natuur en Scheikundig Archief 6. p. 259—274. Bullet des sc. ph. en Neerl. 1839. p. 445.

Grove, Voltasche Säule von grosser elektro-chemischer Kraft. Compt. rend. 8. p. 567. Pogg. Ann. 48. p. 300.

Melly, quelques expériences faites avec la pile de Grove. Arch. de l'électr. 1. p. 397.

Grüel, vortheilhafte Construction der Groveschen Kette. Pogg. Ann. 51. p. 381.

Bunsen, über die Bereitung einer das Platin der Groveschen Kette ersetzenden Kohle. Pogg. Ann. 55. p. 265.

Bunsen, über die Anwendung der Kohle zu Volta'schen Batterien. ib. p. 54. p. 417.

Reiset, nouveaux documents sur la pile de Bunsen. Ann. de Ch. et de Ph. 1843. 8. p. 28.

Schönbein, notice sur une nouvelle pile voltaique. Arch. de l'électr. 2. p. 286.

Warrington, on the employment of chromic acid as an agent in voltaic arrangements. Lond. and Ed. Ph. Mag. 20. p. 393.

Poggendorff, über die mit Chromsäure construirten galvanischen Ketten. Pogg. Ann. 57. p. 101.

de la Rive, sur une nouvelle combinaison voltaique. Arch. de l'électr. 3. p. 112.

Becquerel, sur l'électro-chimie et l'emploi de l'électricité pour opérer des combinaisons. Ann. de Ch. et de Ph. 41. p. 20.

Becquerel 2, notice sur les piles à courant constant. Ann. de Ch. et de Ph. 1841. p. 437.

Daniell, on the constant voltaic battery. Sturg. Ann. of El. 8. p. 456.

Becquerel 2, lettre en reponse à un article de Mr. Daniell. Ann. de Ch. et de Ph. 1842. v. 5. p. 412.

Poggendorff, über einen Versuch des Hrn. Daniell und die daraus gezogene Folgerung. Pogg. Ann. 56. p. 150.

Henrici, über die Anwendung des Natriumamalgames zu galvanischem Behufe. Pogg. Ann. 58. p. 232.

3) Ketten mit einem Metall und zwei Flüssigkeiten.

H. Davy, an account of some galvanic combinations formed by the arrangement of single metallic plates and fluids, analogous to the new galvanic apparatus of Mr. Volta. Phil. Trans. 1801. p. 397. Journ of the Roy. Inst. 1802. p. 51. Nichols. Journ. 1. p. 144.

H. Davy, an account of a method of constructig simple and compound galvanic combinations without the use of metallic sub-

stance, by means of charoal and different fluids. Tilloch Phil. Mag. 11. p. 340.

Karsten, über Contactelektricität. Berlin 1836. 8.

Karsten, die elektrische Polarisirung des Flüssigen als das Wesen aller galvanischen Thätigkeit der Ketten aus starren und flüssigen Leitern. Abh. der Berl. Akad. 1838. p. 1.

Buchholz Kette (siehe oben p. 180.).

Becquerels Kette.

Becquerel, über einen elektro-chemischen Apparat, der wie die Voltasche Säule zu Zersetzungen dienlich ist. bibl. univ. 60. p. 215. Pogg. Ann. 37. p. 429.

Mohr, über Becquerels einfachen galvanischen Apparat, der zur Zersetzung dienlich seyn soll. Pogg. Ann. 39. p. 129.

Jacobi, über Becquerels einfache Sauerstoffkette. Pogg. Ann. 40. p. 67.

Moser, in Repertor. d. Phys. I. p. 194.

Mohr, über Becquerels einfache Kette, deren Strom aus der Verbindung von Säure und Alkali entstehen soll. Pogg. Ann. 42. p. 76.

Dulk, über Elektricitätserregung bei chemischen Verbindungen. Pogg. Ann. 42. p. 91.

Pfaff, über die Becquerelsche Kette. Pogg. Ann. 44. p. 542.

Becquerel, über die chemischen Zersetzungen mittelst einfacher hydroelektischer Apparate. Compt. rend. 6. p. 125. Pogg Ann. 44. p. 537.

Heurici, über die sogenannte Becquerelsche Kette. Pogg. Ann. 48. p. 372.

Fechner, über die Becquerelsche Kette und die Elektricitätserregung durch gegenseitige Berührung den Flüssigkeiten im Allgemeinen. Pogg. Ann. 48. p. 1. 225.

Unwirksame Ketten.

de la Rive, recherches sur la cause de l'électricité voltaique. Pogg. Ann. 40. p. 367. (Aetzkali, Eisen, Platin.)

Faraday, on the source of power in the voltaic pile. Series 17. Phil. Trans. 1840. §. 1823.

Henrici, Untersuchungen über einige anomale und normale galvanische Erscheinungen. Pogg. Ann. 55. p. 253. (Schwefelkaliumlösung als Flüssigkeit.) Pogg. Ann. 58. p. 375.

Ketten aus zwei Flüssigkeiten und zwei einander nicht berührenden Metalle.

Faraday, on the source of power in the voltaic pile. Series 17. Phil. Trans. 1840. §. 2017. Pogg. Ann. 53. p. 549.

Poggendorff, über die galvanischen Ketten aus zwei Flüssigkeiten und zwei einander nicht berührenden Metallen. Pogg. Ann. 49. p. 31.

Pohl, über galvanische Ketten mit zwei verschiedenen Flüssigkeiten und über einiges aus den neuesten diesen Gegenstand betreffenden Untersuchungen. Pogg. Ann. 54. p. 515.

Poggendorff, Erwiderung darauf. ib. p. 590.

Zweigliedrige Ketten.

Zamboni, della pila binaria e sua influenza nell' elettromotoro uperpeto. l'Elettromotoro perpetuo II. p. 161. Giorn. di Fisica di Pavia 1814. 3. Ann. de Ch. et de Ph. 11. p. 190.

Erman, über die elektrische Spannung, welche durch eine blosse geometrische Ungleichheit der Berührungsflächen erregt wird. Abh. der Berl. Akad. 1816. p. 216. Gilb. Ann. 64. p. 45.

Faraday, on the source of power in the voltaic pile. Series 17. Ph. Tr. 1840. §. 2024. Pogg. Ann. 53. p. 551.

Gas batterie.

Grove, on a gaseous voltaic battery. Lond. and. Ed. Ph. Mag. 21. p. 417. Pogg. Ann. 58. p. 202.

Schönbein, über die Sauer-Wasserstoffsäule. Pogg. Ann. 58. p. 361.

Trockne Säule.

Zamboni, l'elettromotoro perpetuo. Verona 1820. 2 vol. 8.

Gilbert, einige historische Nachrichten von den trocknen elektrischen Säulen der Hrn. Delue und Zamboni. Gilb. Ann. 49. p. 35.

Delue, analysis of the voltaic pile. Nichols. Journ. of nat. ph. 1810 Mai. Nr. 117. Gilb. Ann. 49. p. 67.

Deluc, on the electric column and aerial electroscop. Nichols Journ. Oct. 1810. Nr. 122. Gilb. Ann. 49. 67.

Zamboni, dissertazione sulla pila elettrica a secco. Brugnatelli Giorn. 1812. 5. p. 424—446.

Zamboni, descrizione della colonna elettrica del Sign. Deluc, e considerazioni sull analisi de lui fatta della pila Voltiana. ib. 1813. p. 31.

Azzallini, kurze Erläuterung des Zambonischen immerwährenden Elektromotors. München 1816. 4.

Zamboni, nouvelle pile à deux éléments et perfectionement de la pile sèche. Ann. de Ch. et de Ph. 9. p. 190.

Dessaignes, sur les piles sèches voltaiques. Ann. de Ch. et de Ph. 2. p. 76.

Yelin, Versuche und Beobachtungen zur nähern Kenntniss der Zambonischen Säule. München 1820. 4. Gilb. Ann. 75. p. 201.

Jäger, über die Zambonische Säule und über einige andre trockne elektrische Säulen. Gilb. Ann. 49. p. 47., 50. p. 215., 51. p. 195.

Jäger, Versuche zur Begründung einer Theorie der trocknen Säule. Gilb. Ann. 52. p. 81., 55. p. 369., 62. p. 227.

Munk af Rosenschöld, über Jägers trockne Säulen. Pogg. Ann. 43. p. 193.

Bohnenberger, über elektrische trockne Säulen. Gilb. Ann. 53. p. 346.

Kämtz, über die Elektricität, welche beim Contact animalischer und vegetativer Körper unter sich und mit Salzen entwickelt wird. Schweigger Journ. 56. p. 1. (trockne Säulen aus organischen Substanzen ohne Metalle.)

Disjunctoren.

Sprenger, Anwendung der Galvani-Voltaschen Metallelektricität zur Abhelfung der Taubheit und Hartbörigkeit. Gilb. Ann. 11. p. 354. 12. p. 380.

Neef, Beschreibung und Anwendung des Blitzrades. Pogg. Ann. 36. p. 352.

Jacobi, Beschreibung des Commutators. ib. 36. p. 366.

Wagner, Hammerwerk in Neef über einen neuen Elektromotor. Pogg. Ann. 46. p. 104. (Dasselbe wird erreicht durch Ritchies rotirenden Elektromagnet.)

Commutatoren.

Jacobi, Beschreibung des Commutators. Pogg. Ann. 36. p. 366.

Poggendorff, über einige Magnetisirungserscheinungen. Pogg Ann. 45. p. 353. (Inversor.)

Widerstandsmesser.

Poggendorff, Ann. 52. p. 511. Taf. III. Fig. 1.

Wheatstone, an account of several new instruments and processes for determining the constants of a voltaic circuit. Proceed. of the Rog. Soc. 1843. p. 469.

Jacobi, über einige elektromagnetische Apparate; für Flüssigkeiten. Pogg. Ann. 54. d. 335.; für feste p. 340.

Jacobi, Beschreibung eines verbesserten Voltagometers. Pogg. Ann. 69. p. 145.

Galvanometer.

Schweigger, Zusätze zu Oersteds elektromagnetischen Versuchen. Schweigg. Journ. 1821. Heft 1. Allgem. Litteraturz. 1. Nov. 1820. Nr. 296. (Entdeckung des Multiplicators.)

Poggendorff, in Ermans Umrissen zu den electrochemischen Magnetismus.

Cumming, on the connexion of galvanism and magnetism. Camhr. Trans. 1821. vol. 1.

Cumming, on the application of magnetism as a measure of electricity. ib. p. 281.

Nobili, confronto dei due galvanometri piu sensibili, la rana ed il moltiplicatore a due aghi, con alcune resultati in fine. Memor. 1. p. 67. bill. unio. 37. p. 10. (Doppelnadel.)

Nobili, descrizione d'un nuovo galvanometro. Mem. 1. p. 1.

Nörrenberg, über die von Colladon beobachtete Ablenkung der Magnetnadel durch Reibungselektricität. Baumg. Journ. 3. p. 257. (die Doppelnadel in den beiden Windungen einer Schleife.)

Marianini, ein neuer galvanischer Multiplicator. Baumg. Journ. 4. p. 42.

Fechner, Beschreibung eines galvanischen Messapparats. Schweigg. Journ. 57. p. 1. (Multiplicator aus eine Lamelle.)

Brouwer, over eene verbetering angebragt aan den multiplicator van Schweigger, en het magnetiseren door zwaakke thermo-

elektrische stroomen. Natuur en Scheik. Archief 1835. p. 147.

Locke, Sillim. Amer. Journ. 26. p. 103. 378. (die Drathwindungen parallele Sehnen eines Kreises.)

Nervander, mémoire sur un galvanomètre à chassis cylindrique, par lequel on obtient immediatement et sans calcul la mesure de l'intensité du courant électrique qui produit la déviation de l'aiguille aimantée. Ann. de Chem. et de Ph. 55. p. 156. (Tangentenbussole.)

Lenz, über die Gesetze der Wärmeentwickelung durch den galvanischen Strom. Pogg. Ann. 59. p. 203. (Beschreibung der verbesserten Nervanderschen Tangentenbussole.)

Melloni, sur un moyen nouveau de faire varier à volonté la sensibilité des galvanomètres astatiques, et de la rendre aussi parfaite que le comporte la nature des métaux employés dans leur construction. Arch. de l'élect. 1. p. 656.

Theorie des Multiplicators.

Ohm, experimentale Beiträge zu einer vollständigen Kenntniss des electromagnetischen Multiplicators. Schweigg. Journ. 55. p. 1.

Kaemtz, Schweigg. Journ. Phil. Mag. 62. p. 441.

Fechner, Lehrbuch des Galvanismus. p. 219.

Fechner, über die Vortheile langer Multiplicatoren nebst einigen Bemerkungen über den Streit der chemischen und der Contacttheorie des Galvanismus. Pogg. Ann. 45. p. 232.

Galvanometrische Messmethoden.

Nobili, sur la mesure des courants électriques ou projet d'un galvanomètre comparable. Ann. de Ch. et de Ph. 43. p. 146. Mem. 1. p. 105.

Becquerel, Traité de l'électricité II. p. 24.

Melloni, Pogg. Ann. 35. p. 132.

Peltier, mémoire sur la formation des tables des rapports, qu'il y a entre la force d'un courant électrique et la déviation des aiguilles des multiplicateurs, suivi de recherches sur les causes de perturbation des couples thermo-électriques et sur les moyens de s'en garantir dans leur emploi à la mesure des temperatures moyennes. Ann. de Ch. et de Ph. 71. p. 225.

Petrina, zur Galvanometrie. Pogg. Ann. 57. p. 111.

Poggendorff, von dem Gebrauch des Galvanometers als Messwerkzeug. Pogg. Ann. 56. p. 324.; 57. p. 609.

Sinusbussole.

Pouillet, Élémens de physique 3. ed. I. p. 611.

Poggendorff, über die Einrichtung und den Gebrauch einiger Werkzeuge zum Messen der Stärke elektricher Ströme und der denselben bedingenden Elemente. Pogg. Ann. 50. p. 504.

Tangentenbussole.

Pouillet, Élémens de physique 3. ed. I. p. 613.

Galvanoskope verschiedener Construction.

Cumming, on the use of goldleaf as a test of electromagnetism. Ann. of Phil. 1824. p. 321. (Anziehung des Leiters durch den Magnet.)

Dove, Pogg. Ann. 28. p. 586. (Anziehung der Mitte des Magneten durch den eine Schleife bildenden Leiter.)

Roget, Galvanism. p. 44. (Anziehung des Poles der Nadel durch die Mitte einer ebenen Spirale.)

v. Wrede, Pogg. Ann. 42. p. 308. (gekrümmter Magnet hineingezogen in eine gekrümmte cylindrische Spirale.)

Becquerel, Beschreibung und Gebrauch des elektromagnetischen Wage und der Säule von constanten Strömen. Compt. rend. 4. p. 35. Pogg. Ann. 42. p. 307.

Hachette, Pogg. Ann. 27. p. 560. (die Magnetnadel angezogen von einem entstehenden Elektromagnet.)

Ladungssäule.

Ritter, Versuche und Bemerkungen über den Galvanismus. Voigt's Magazin 6. p. 97.

11) Wärmeentwickelung.

Children, an account of some experiments with a large voltaic battery. Phil. Trans. 1815. p. 363.

Biot, über die Bewegung des galvanischen Fluidums. Gilb. Ann. 10. p. 24.

Wollaston, elementary galvanic battery. Thoms. Ann. of Ph. 6. p. 209. Gilb. Ann. 52. p. 355.

H. Davy, further researches on the magnetic phenomena produced by electricity; with some new experiments on the properties of electrified bodies in their relations to conducting powers and temperature. Ph. Tr. 1821. p. 425.

Roberts, on the application of galvanism to the blasting of roks. Mem. of the Electr. Soc. 1. p. 77.

Murray, Edinb. Phil. Journ. 14. p. 57.

Joule, on the heat evolved by metallic conductors of electricity and in the cells of a battery during electrolysis. Sturg. Ann. of El. 8. p. 287. Arch. de l'électr. 2. p. 54.

Joule, on the electric origin of the heat of combustion. ib. 8. p. 302. Arch. de l'électr. 2. p. 80.

Joule, on the calorific effects of magneto-electricity and on the mechanical value of heat. Lond. and. Ed. Ph. Mag. 23. p. 276. 347.

Ohm, theoretische Herleitung der Gesetze, nach welchen sich das Erglühen von Metalldräthen durch die galvanische Kette richtet, und nähere Bestimmung der Modificationen, die der elektrische Strom durch Spitzen erleidet. Kast. Arch. 16. p. 1.

Lenz, über die Gesetze der Wärmeentwickelung durch den galvanischen Strom. bullet. de l'Acad. Imp. des sc. de St. Pétersb. 1843. Tom. I. Nr. 14. 15. 16. Pogg. Ann. 59. p. 203. 407.

de la Rive, recherches sur les effets calorifiques de la pile. Ann. de Ch. et de Ph. 40. p. 371. Pogg. Ann. 15. p. 257.

de la Rive, mémoire sur les effets de température qui accompagnent la transmission dans les liquides, au moyen de divers électrodes, des courants électriques, soit continus, soit discontinus et alternatifs. Arch. de l'électr. 3. p. 175.

Becquerel 2, des lois du dégagement de la chaleur pendant le passage des courants électriques à travers les corps solides et liquides. Arch. de l'électr. 3. p. 181.

Funken.

van Marum, über die Versuche mit der elektrischen Säule. Gilb. Ann. 10. p. 121. (Funken auf Quecksilber.)

Crosse, on the tension spark from the voltaic battery. Lond. and Ed. Ph. Mag. 17. p. 215.

Gassiot, spark before the circuit of the voltaic battery is completed. Ph. Tr. 1840. p. 183.

Jacobi, über den galvanischen Funken. Pogg. Ann. 44. p. 633.

Draper, Lond. and Ed. Phil. Mag. 15. p. 349. (kein Funke der Kette in der Toricellischen Leere.)

Noad, description de quelques expériences faites au moyen d'une pile chargée avec de l'eau pure. Arch. de l'électr. 2. p. 231.

Marianini, bibl. univ. 1831. p. 283. (Funken in Flüssigkeiten.)

Leuchtender Bogen zwischen Kohlenspitzen.

H. Davy, elements of chemical philosophy. p. 152.

de la Rive, notice sur quelques expériences faites avec une forte pile de Grove. Arch. pe l'électr. 1. p. 262.

Daniell, on voltaic combinations; with some account of the effects of a large constant battery. Ph. Tr. 1839. p. 89.

12) Elektroskopische Erscheinungen.

Jäger, über die elektroskopischen Aeusserungen der Voltaschen Platten und Säulen. Gilb. Ann. 13. p. 399.

Ohm, Versuch einer Theorie der durch galvanische Kräfte hervorgebrachten elektroskopischen Erscheinungen. Pogg. Ann. 6. p. 459., 7. p. 45. 117.

Bischoff, über einige auffallende Wirkungen der Voltaschen Säule auf den Elektrometer und über die Leitungsfähigkeit des Glases und andrer Isolatoren. Schweigg. Journ. 35. p. 29.

Fechner, über die elektrische Intensität der isolirten Säule. Pogg. Ann. 44. p. 44.

Marianini, mémoire sur la perte de tension qu' éprouvent les appareils voltaiques, quand on teint le circuit fermé, et sur la manière, dont ils recouvrent leur tension primitive, quand on suspend la communication entre leurs poles. Ann. de Ch. et de Ph. 38. p. 337.

Erman, über die elektroskopischen Phaenomene der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 8. p. 197.

Erman, über die elektroskopischen Phaenomene des Gasapparates an der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 10. p. 1.

Ritter, Versuche mit einer Volta'schen Säule von 600 Lagen. Gilb. Ann. 13. p. 6. 14.

Biot, Untersuchungen über den Einfluss der Oxydation auf die Wirkungen von Voltas elektrischer Säule. Gilb. Ann. 15. p. 90. bull. des scienc. Nr. 76. p. 120.

Marechaux, Versuche über die anziehende Kraft der Voltaschen Säule und deren Ausmessung durch den Elektromikrometer. Gilb. Ann. 19. p. 476.

Elektrochemische Bewegungen. (Helwigscher Strom.)

Erman, Wahrnehmungen über gleichzeitiges Entstehen von mechanischer Cohärenz und chemischer Verwandtschaft. Gilb. Ann. 32. p. 261.

Herschel, on certain motions produced in fluid conductors when transmitting the electric current. Ph. Tr. 1824. p. 162. Schweigg. Journ. 48. p. 246.

Pfaff, über galvanische elektrische Strömungen als Ursachen von merkwürdigen Bewegungen im Quecksilber und verschiedenen Flüssigkeiten unter bestimmten Bedingungen. Schweigg. Journ. 48. p. 190.

Serullas, lettre concernant la notice historique publiée par Mr. Davy sur les phénomènes électro-chimiques. Ann. de Ch. et de Ph. 34. p. 192. Journ. de phys. 91. p. 190., 93. p. 115.

Nobili, sur les apparences et les mouvements électro-chimiques du mercure. bibl. univ. 39. p. 261.

Nobili, nuove osservazioni sopra le apparenze elettro-chimiche, le leggi elettro-dinamiche ed il meccanismo interno della pila Mem. p. 56.

Prandi, sui movimenti del mercurio. Bologna 1826.

Runge, sonderbare Bewegungen in die gewisse Metalsalze unter Umständen versetzt werden können. Pogg. Ann. 8. p. 106., 9. p. 479., 15. p. 95., 16. p. 129. 304., 17. p. 472.

Porret, ein merkwürdiger galvanischer Versuch. Thoms. Ann. of Phil. 8. p. 74. Gilb. Ann. 66. p. 272. (Durchdringung der Blase durch die Flüssigkeit vom positiven Pol aus.

de la Rive, Ann. de Ch. et de Ph. 28. p. 196.

Wollaston, über den Einfluss der Elektricität auf thierische Secretionen. Gilb. Ann. 36. p. 3. 244.

Ladung der Leidner Flasche durch galvanische Säulen.

Volta, Brief 1801. Gilb. Ann. 9. p. 379. 489.; 12. p. 499.

Volta, Versuche über die Ladung elektrischer Batterien durch den elektro-motorischen Apparat. Brief an Gilbert. Gilb. Ann. 13. p. 257.

van Marum und Pfaff, Versuche mit der elektrischen Säule. Gilb. Ann. 10. p. 121.

Ritter, Versuche mit einer Voltaschen Zink-Kupferbatterie von 600 Lagen. Gilb. Ann. 13. p. 1.

Jacobi, über die Zeit zur Entwickelung eines elektrischen Stromes. Pogg. Ann. 45. p. 281.

Spannungsreihe der Körper.

Ritter, das elektrische System der Körper. Leipzig 1805. 8. 412 S.

Ritter, über die Spannungsreihe der Leiter und über die Stelle des Palladiums und andrer Metallgemische in ihr. Gilb. Ann. 16. p. 293.

Volta, über die sogenannte galvanische Elektricität. Ann. de Ch. 40. p. 225—256. Gilb. Ann. 10. p. 436. Ritters Beiträge II. St. 3. 4.

Heidmann, Eintheilung der festen und flüssigen Leiter einer galvanischen Kette nach dem Grade ihrer galvanischen Action und ihres chemischen Wirkungsvermögens. Gilb. Ann. 21. p. 55.

Pfaff, neues Gehler'sches Wörterbuch. G. p. 604. 633.

Poggendorff, Isis 1821. p. 706.

Smee, on the galvanic properties of the elementary bodies and on the amalgamation of zink. Lond. and. Ed. Ph. Mag. 16. p. 422.

H. Davy, on the relations of electrical and chemical changes. Ph. Tr. 1826. p. 408.

H. Davy, on some chemical agencies of Electricity. Ph. Trans. 1807. p. 1. Gehlen Journ. d. Ph. u. Chem. 8. p. 82.

H. Davy, Elements of chemical philosophy. p. 148.

Becquerel, des actions electromotrices produites par le contact des métaux et des liquides et d'un procédé, pour reconnaitre à l'aide des effets électromagnetiques les changements qu'éprouvent certaines dissolutions au contact de l'air. Ann. de Ch. et de Ph. 25. p. 405.; 23. p. 244.; 24. p. 191.

Becquerel, developpement relatif aux effets électriques observés dans les actions chimiques et de la distribution de l'électricité

dans la pile de Volta, en tenant compte des actions électromotrices des liquides sur les métaux. ib. 26. p. 176.

Becquerel, des actions électro-motrices de l'eau et des liquides en général sur les métaux, des effets electriques qui ont lieu dans le contact de certaines flammes et des métaux et dans la combustion. ib. 27. p. 5. Pogg. Ann. 2. p. 191.

Pfaff, Revision der Lehre vom Galvano-Voltaismus.

Pfaff, über und gegen die Entwicklung der Elektricität durch den chemischen Process, nebst einem Anhange von Versuchen über das elektro-motorische Verhalten vieler Flüssigkeiten gegen Metalle. Pogg. Ann. 51. p. 110.

Henrici, über die Elektricität der galvanischen Kette. Göttingen 1840.

Fechner, über die Becquerelsche Kette und Electricitätserregung durch gegenseitige Berührung von Flüssigkeiten. Pogg. Ann. 48. p. 1. 225.

Marianini, elektrische Versuche. Schweigg. Journ. 49. p. 48.

Pohl, der Process der galvanischen Kette. Leipzig 1826. p. 14.

Fox, note on the electrical relations of certain metalls and metalliferous minerals. Ph. Tr. 1835. p. 39.

Leitungsfähigkeit der festen Körper.

Oersted, über die Art wie sich die Elektricität fortpflanzt. Gehl. Journ. 6. p. 292.

Lehot, ordre dans lequel les métaux sont classés comme conducteurs de l'électricité. Ann. de Ch. 37. p. 285.

H. Davy, further researches on the magnetic phenomena produced by electricity, with some new experiments on the properties of electrified bodies in their relations to conducting powers and temperature. Phil. Trans. 1821. p. 425. (die Leitungsfähigkeit der Metalle wird durch Temperaturerhöhung vermindert.)

Becquerel, du pouvoir conducteur de l'électricité dans les métaux et de l'intensité de la force électro-dynamique en un point quelconque d'un fil métallique qui joint les deux extrémités d'une pile. Ann. de Ch. et de Ph. 32. p. 420. (durch Compensation.) Pogg. Ann. 12. p. 280.

Barlow, on the electromagnetic conducting power of wires of different qualities and dimensions into the efficacy of the gal-

vanometer, for determining the laws of its variation. Lond. and Ed. Ph. Mag. 11. p. 1.

Ponillet, Élemens de Physique II. ed. 2. p. 315.

Ohm, über die Leitungsfähigkeit der Metalle für Elektricität Schweigg. Journ. 44. p. 110. 245. 370.

Cumming, Cambridge Transact. 1823. p. 63.

Christie, experimental determination of the laws of magneto-electric induction in different masses of the same metal, and of its intensity in different metals. Phil. Trans. 1833. p. 95.

Snow Harris, on the relative powers of various metallic substances as conductors of electricity. Ph. Tr. 1827. p. 18. (durch das elektrische Thermometer.)

Babbage and Herschel, account of the repetition of Mr. Aragos experiments on the magnetism manifested by various substances during the act of rotation. Ph. Tr. 1825. p. 476. (durch Rotationsmagnetismus.)

Lenz, über die Leitungsfähigkeit der Metalle für die Elektricität bei verschiedenen Temperaturen. Mém. de l'Acad. de St. Pétersb. 1833. Pogg. Ann. 34. p. 418. (durch Induction.)

Lenz, über die Leitungsfähigkeit des Wismuths, Antimons und Quecksilbers. Pogg. Ann. 44. p. 345.

Lenz, über die Leitungsfähigkeit des Goldes, Bleies und Zinns für die Elektricität bei verschiedenen Temperaturen. Mém. de l'Acad. de St. Pétersb. 1836. Pogg. Ann. 45. p. 105.

Riess, über die elektrische Verzögerungskraft und das elektrische Erwärmungsvermögen der Metalle. Pogg. Ann. 45. p. 1. (vermittelst des elektrischen Thermometers.)

Pelletier, über das elektrische Leitungsvermögen der Mineralien. Gilb. Ann. 46. p. 198.

Pristley, experiments and observations on charcoal. Ph. Tr. 1770. p. 211. (Leitungsfähigkeit der Kohle nachgewiesen.)

Fechner, über die elektrische Reihenfolge der Hölzer. Kastn. Arch. 9. p. 284.

Kemp, Edinb. n. Phil. Journ. 1829. p. 344. Schweigg. Journ. 55. p. 448. (Leitungsfähigkeit der Kohle beim Verbrennen gesteigert.)

Fox, on the electromagnetic properties of metalliferous veins in the mines of Cornwall. Ph. Tr. 1830. p. 399. (Leitungsfähigkeit verschiedener Mineralen.)

Ritter, Versuche über das Verhalten mehrerer Mineralkörper im Kreise der Voltaischen Säule. Gehlen Journ. der Ch. u. Ph. 6. p. 568.

Lenz, über den Leitungswiderstand des menschlichen Körpers gegen galvanische Ströme. Pogg. Ann. 56. p. 429.

Erman, über die Fähigkeit der Flamme der Knochen und des luftleeren Raumes die Wirkungen der Voltaschen Säule zu leiten. Gilb. Ann. 11. p. 144. (Eis isolirt.)

Leitung der Flüssigkeiten.

Beccaria, electricismo artificiale e naturale. p. 113. (Einfluss des Queerschnitts.)

Faraday, on a new law of electric conduction. Experiment Research. 4. series 380. Ph. Tr. 1833. p. 507. Pogg. Ann. 31. p. 225. (Feste Isolatoren werden leitend durch Schmelzen.)

Förstemann, Versuche über das Leitungsvermögen verschiedener Flüssigkeiten für die Elektricität der Säule. Kastn. Arch. 4. p. 82.

Pfaff, über das Leitungsvermögen verschiedener saurer, alkalischer und salziger Flüssigkeiten. Schweigg. Journ. 55. p. 258.

Marianini, saggio di esperienze ellettrometriche. Ven. 1828.

Bigeon, Ann. de Ch. et Ph. 46. p. 85.

Fechner, Maasbestimmungen über die galvanische Kette. Leipz. 1831. 260 S. 4. (die Ohm'schen Sätze bei Flüssigkeiten nachgewiesen.)

Vergleich der Leitung der Flüssigkeiten und Metalle.

Cavendish, some attempts to imitate the effects of the torpedo by electricity. Ph. Tr. 1776. p. 196.

Volta, fortgesetzte Versuche über die Elektricität. Gilb. Ann. 14. p. 263.

Pfaff, der Elektromagnetismus. p. 83.

Pouillet, Compt. rend. 5. p. 785. Pogg. Ann. 42. p. 298.

Unipolarität.

Erman, über die fünffache Verschiedenheit der Körper in Rücksicht auf galvanisches Leitungsvermögen. Gilb. Ann. 22. p. 14.

Configliachi u. Brugnatelli, über die elektrischen Leiter bei der Voltaschen Säule oder über die sogenannten galvanischen Leiter. Brugn. Giorn. 1. p. 147—163, 338—353. Gehlen Journ. f. Ch. u. Ph. 8. p. 319.

Biot, Traité de physique. 2. p. 547.

Andrews, on the conducting power of certain flames and of heated air for electricity. Lond. and Ed. Ph. Mag. 9. p. 176. Pogg. Ann. 43. p. 310.

Ohm, Versuche zur nähern Bestimmung der Natur unipolarer Leiter. Schweigg. Journ. 59. p. 385., 60. p. 32.

Prechtl, Untersuchungen über die Modificationen des elektrischen Ladungszustandes mit Bezug auf die Gründe der von Hrn. Erman entdeckten Verschiedenheit einiger Substanzen in Betreff ihres galvanischen Leitungsvermögens. Gilb. Ann. 35. p. 28.

Erman, über eine eigenthümliche reciproke Wirkung der zwei entgegengesetzten elektrischen Thätigkeiten. Abh. d. Berl. Ac. 1818. p. 351.

Becquerel, considerations générales sur les changements qui s'opèrent dans l'état électrique des corps par l'action de la chaleur, du contact, du frottement et de diverses actions chimiques. Ann. de Ch. et de Ph. 46. p. 283.

Erscheinungen der Nebenschliessung.

Pohl, über das polare Verhalten der Flüssigkeit in der galvanischen Kette. Pogg. Ann. 16. p. 101.

Pohl, zur Theorie des Galvanismus mit Bezug auf Pfaff's Bemerkung über Pohl's Versuch der abwechselnden Polarität einer galvanischen Kette mit mehreren paarweise verbundenen Zwischenplatten. Pogg. Ann. 46. p. 595.

Pfaff, über die Erscheinungen der sogenannten Ladungssäule mit besondrer Beziehung auf die Voltasche Theorie der Voltaschen Kette und Säule. Pogg. Ann. 49. p. 461.

Pohl, Versuche über das Verhalten alternirend geschichteter Ketten. Pogg. Ann. 50. p. 497.

Henrici, zur Galvanometrie. Pogg. Ann. 53. p, 277.

Daniell, Voltaic Combinations. Ph. Tr. 1837. p. 141.

Poggendorff, über ein Phaenomen der Durchkreuzung elektrischer Ströme. Pogg. Ann. 55. p. 511.

Eingeschaltete Platten.

de la Rive, sur quelques-uns des phénomènes que présente l'électricité voltaique dans son passage à travèrs les conducteurs liquides. Ann. de Ch. et de Ph. 28. p. 190.

de la Rive, recherches sur une propriété particulière des conducteurs métalliques de l'électricité. Ann. de Ch. et de Ph. 36. p. 34.

Pohl, über das polare Verhalten der Flüssigkeit in der galvanischen Kette. Pogg. Ann. 16. p. 101.

Fechner, Maasbestimmungen. Versuch 79—83.

Buff, über den Einfluss der Zwischenplatten in der galv. Kette. Pogg Ann. 54. p. 503.

Durchkreuzen der Ströme.

Marianini, sur une analogie qui existe entre la propagation de la lumière et celle de l'électricité. Ann. de Ch. et de Ph. 42. p. 131.

Physiologische Wirkungen.

Galvani, de viribus electricatis in motu musculari commentatio Bonon. 1791. 4.

Galvani, Abhandlung über die Kräfte der thierischen Elektricität auf die Bewegung der Musceln nebst einigen Schriften der Hrn. Valli, Carminati und Volta über eben diesen Gegenstand übers. v. Mayer. Prag 1793. 8.

Galvani, memoria sull elettricita di Galvani al cel. Ab. Spalanzani. Aggiunti alcune experienze di Aldini Bologn. 1797. 4.

Volta, scoperta del Sign. Galvani e confronte di essa colle cognizioni che finora si avenano intorno all elettricita animale. Brugn. Giorn. fisico medico. 2. p. 146. 241. 1793. Opera 1. p. 63.

Volta, account of some discoveries made by Mr. Galvani of Bologna, with experiments and observations of them. Ph. Tr. 1793. p. 10.

Aldini, de animali electricitate dissertationes duae. Bon. 1794. 4.

Wells, observations on the influence, which incites the muscles of animals to contract in Mr. Galvanis experiments. Ph. Tr. 1795. p. 246.

Monro, experiments on the nervous system. üb. Leipzig 1796.

Forster, experiments and observations relative to the influence lately discovered by Mr. Galvani and commonly called animal electricity. Edinb. a London 1793. 8. deutsch. Leipz. 1796. 8.

Compte rendu a la classe des sciences mathématiques et physiques de l'institut national des premières expériences faites en Floreal et Prairial l'an 5 par la commission nommée pour examiner et verifiier les phénomènes du Galvanisme. 4. Paris. 101 S. übersetzt in Ritters Beiträgen I. p. 1—110.

Pfaff, über thierische Elektricität und Reizbarkeit. Leipz. 1795.

Ritter, Beweiss, dass ein beständiger Galvanismus den Lebensprocess im Thierischen begleitet nebst neuen Bemerkungen und Ursachen über den Galvanismus. Weimar 1798. 8. 174 S.

Alexander v. Humboldt, Versuche über die gereizte Muskel und Nervenfaser nebst Vermuthungen über den chemischen Process des Lebens. Posen und Berlin 1797. 8. 2. vol.

Reinhold, specimen I et II. de galvanismo. Leip. 1797. 98. 4.

Ritter, physisch-chemische Forschungen in chronologischer Folge I. p. 43—58., 59—90., 125—134.

Ritter, neue Modificationen der Nervenerregbarkeit durch Galvanismus. Gehlen Journ. d. Chem. u. Phys. 6. p. 421.

Ritter, Beiträge zur nähern Kenntniss des Galvanismus und der Resultate seiner Untersuchung. Jena 1800. 8. 3. vol.

Aldini, esperienze sul galvanismo. Bologne 1802. 8.

Nysten, nouvelles expériences galvaniques 1803.

Aldini, essai théorique et expérimental sur le galvanisme. Paris 1804. 2. vol. 4. (Versuche mit Hingerichteten.)

Kunze, einige Bemerkungen über den Galvanismus in physicher, chemischer und medicinischer Hinsicht. Hamburg 1804. 8.

Ritter, pseudogalvanische Versuche. Gehlen Journ. d. Ph. u. Ch. 6. p. 431.

Ritter, Wirkung der galvanischen Batterie auf die verschiedenen Sinne des Menschen beim Eintritt, Seyn und Austritt in und aus der Kette jener. Beiträge I. st. 4. p. 290. II. st. 2 u. 3.

Erman, Versuch einer Zurückführung der mannigfaltigen Erscheinungen elektrischer Reizung auf einen einfachen chemisch physischen Grundsatz. Abh. d. Berl. Acad. 1812. p. 155.

Marianini, mémoire sur la secousse qu' éprouvent les animaux, ou ils cessent de servir d'arc de communication entre les pôles d'un electro-moteur. Ann. de Ch. et de Ph. 40. p. 255.

Marianini, note sur un phénomène physiologique produit par l'électricité. ib. 43. p. 320.

Nobili, analyse expérimentale et théorique des phénomènes physiologiques produits par l'électricité sur la grenouille; avec un appendice sur la nature des tetanos et de la paralysie, et sur les moyens de traiter ces deux meladies par l'électricité. Ann. de Ch. et de Ph. 44. p. 60.

Nobili, comparaison entre les deux galvanomètres les plus sensibles la grenouille et le multiplicateur a deux aiguilles. ib. 38. p. 225. Pogg. Ann. 14. p. 157.

(Siehe auch die allgemeinen physiologischen Werke.)

Besondre Theorien des Galvanismus.

Reinhold, Versuche um die eigentliche Grundkette der Voltaschen Säule auszumitteln. Gilb. Ann. 10. p. 301.

Reinhold, Untersuchungen über die Natur der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 10. p. 450.

Erman, Versuch einer physischen Theorie der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 11. p. 89.

Jäger, über einige Schwierigkeiten in Volta's Theorie der elektrischen Säule und was diese Theorie noch zu leisten hat. Gilb. Ann. 23. p. 59.

Ritter, das elektrische System der Körper. Leipzig 1805.

Pohl, Versuche und Bemerkungen über die polare Thätigkeit flüssiger Leiter. Kastn. Arch. 2. p. 168., 3. p. 1. 257., 6. p. 425.

Förstemann, über die Polarität flüssiger Leiter. Kast. Arch. 6. p. 430.

Pohl, der Process der galvanischen Kette. Berlin. 8.

Pohl, Ansichten und Ergebnisse über Magnetismus, Elektricität und Chemismus. Berlin 1829. 8. 83 S.

Pfaff, gegen Pohl's Theorie der elektrischen Erscheinungen. Kast. Arch. 10. p. 71. 273., 11. p. 393.

Pohl, Erwiederung. 11. p. 145., 12. p. 257.

Friese, theoria galvanismi. Bonn 1842. 8.

(Hand- nnd Lehrbücher über Galvanismns überhaupt weiter unten unter Handbüchern über Elektricität im Allgemeinen.)

IV. Thierische Elektricität.

Allgemeine Werke.

Mattencci, essai snr les phénomènes électriqnes des animaux. Paris 1840. 8. 88 S.

du Bois, vorläufiger Abriss einer Untersuchung über den sogenannten Froschstrom nnd über die elektromotorischen Fische. Pogg. Ann. 58. p. 1.

Geoffroy, mémoire sur l'anatomie comparée des organes électripues de la Raie torpille, du gymnotus engourdissant et du silure trembleur. Mém. du Musée d'Historie natnr. 1. p. 392.

Rndolphi, über die elektrischen Fische. Abh. der Berl. Acad. 1820. 21. p. 223.

Langguth, opuscula historiam naturalem spectantia. Wittenb. 1784. 4.

du Bois, quae apnd veteres de piscibus electricis exstant argumenta. Berl. 1843. 8.

Mattencci, sur les phénomènes électro-physiologiqnes des animaux. Paris.

Gymnotns.

Langgnth, de torpedine recentiornm genere anguilla. Witt. 1788. 4.

Gronow, descriptio gymnoti tremuli. Act. Helv. 1760. p. 26.

Williamson, an acconnt of the gymnotus electricus. Ph. Tr. 65. p. 94.

Garden, an acconnt of the gymnotus electricus. Ph. Tr. 65. p. 102.

John Hunter, an acconnt of the gymnotus electricns, Ph. Tr. 1775. p. 395.

A. v. Humboldt, snr les gymnotes et autres poissons électriques. Ann. de Ch. et de Ph. 11. p. 408.

Ginsan, de gymnoto electrico. Tübingen 1819.

Faraday, notice on the character and direction of the electri force of the gymnotus. Experim. Research. in Elect. 15 se Ph. Tr. 1839. p. 1. Pogg. Ann. Erg. p. 385.

Schönbein, observations sur les effets électriques du gymn Arch. de l'élect. 1. p. 445.

Torpedo.

Langguth, de torpedine veterum genere raja. Witt. 1784. 4.

Broussonet, mémoire snr le tremblenr espèce peu connue à poissons électriques. Mém. de Par. 1792. p. 692.

Hnnter, anatomical observations on the torpedo. Ph. Tr. 63 p. 481.

Spalanzani, Opusc. Scell. di Milano 1783. Soc. Ital. 2. p. 63

Girardi, saggio di osservazioni anatomiche intorno agli orgn electrici della torpedine. Soc. Ital. 3. p. 553.

Réaumnr, des effets que produit le poisson appelé en Franç Torpille ou Tremble sur ceux, qui le touchent et de la cans dont ils dependent. Mém. de Paris 1714. p. 344.

Walsh, on the electric property of the torpedo. Ph. Tr. 63 p. 461., 64. p. 464.

Ingenhonss, extract of a letter containing some experiments o the torpedo, made at Leghorn. Jan. 1. 1773. Ph. Tr. 66. p. 1

Volta, lettera sopra esperienze ed osservazioni da intraprendersi snlla torpedine. Brugnat. Ann. di Ch. 1805. t. 22. p. 223—24

Configliachi, riposta al Prof. Volta. ib. p. 249. Gehl. Journ 4. p. 647.

Cavendish, some attempts to imitate the effects of the torpedo by electricity. Ph. Tr. 1776. p. 196.

Aldini, sur les organes des poissons électriqnes rapportés à la théorie du galvanisme. Essai sur le galvan. II. p. 61.

A. v. Humboldt et Guy-Lussac, expérience sur la torpille. Ann. de Ch. 56. p. 15.

H. Davy, an account of some experiments on the torpedo. Ph Tr. 1829. p. 15.

H. Davy, an account of some experiments on the torpedo. Ph Tr. 1832. p. 259.

J. Davy, observations on the torpedo, with an account of some additional experiments on its electricity. Ph. Tr. 1834. p. 531.

Colladon, expériences sur l'électricité de la torpille. Compt. rend. 1836. II. p. 490. Pogg. Ann. 39. p. 411.

Linari, in Matteucci lettre à Mr. Arago. Compt. rend. 1836. II. p. 46.

Mattencci, essai sur les phénomènes electriques des animaux.

Mattencci, sur l'électricité animale. Arch. de l'électr. 3. p. 153.

Zitterwels (Silurus electricus).

Rudolphi, über den Zitterwels. Abh. d. Berl. Acad. 1824. p. 137.

Elektricität in andern Thieren als elektrischen Fischen.

Galvani, de viribus electricitatis in motu musculari commentatio. Bon. 1791. 4.

Aldini, essai sur le galvanisme. 2 vol. 8.

Nobili, esperienze elettro-fisiologische. Mém. 1. p. 7.

Nobili, analisi sperimentale e teorica degli effetti elettro-fisiologici della rana. Mém. 1. p. 135. bibl. univ. 37. p. 10., 44 p. 48.

Mattencci, essai sur les phénomènes électriques des animaux. p. 74.

Matteucci, recherches sur le courant propre de la grenouille et des animaux a sang chaud. Arch. de l'élect. 2. p. 419.

Mattencci, de l'existence et des lois du courant électrique musculaire dans les animaux vivants ou recemment tués. Arch. de l'élect. 3. p. 5.

Mattencci, sur un phénomène physiologique produit par les muscles en contraction. Arch. de l'élect. 2. p. 628.

Prevost, sur quelques expériences relatives à l'électricité animale. ib. 2. p. 633.

du Bois, vorläufiger Abriss einer Untersuchung über den sogenannten Froschstrom und über die elektro-motorischen Fische. Pogg. Ann. 58. p. 1.

V. Thermoelektricität.

Seebeck, über die magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperaturdifferenz. Abh. der Berl. Acad. 1822. (Entdeck. d. Gebietes.) Pogg. Ann. 6. p. 1. 133. 253.

Yelin, der Thermomagnetismus der Metalle. Gilb. Ann. 73. p. 415. 432.

Yelin, der Thermomagnetismus in einer Reihe neuer elektro-magnetischer Versuche dargestellt. München 1823. Apr. 4.

Cumming, on the developpement of electro-magnetism by heat. Cambr. Trans. 2. p. 1.

Becquerel, du pouvoir thermoelectrique des métaux. Ann. de Ch. et de Ph. 41. p. 353.

Becquerel, du développement de l'électricité par le contact de deux portions d'un même métal suffisamment inégal de temperature. ib. 23. p. 135.

Sturgeon, on the thermomagnetism of homogeneous bodies with illustrative experiments. Phil. Mag. 1831. v. 10. p. 1. 116.

Becquerel, recherches sur les effets électriques de contact produits dans les changements de température et application qu'on peut en faire à la détermination des hautes températures. Ann. de Ch. et de Ph. 31. p. 371.

Becquerel, considérations générales, sur les changements qui s'opèrent dans l'état électrique des corps par l'action de la chaleur, du contact, du frottement et de divers actions chimiques. Ann. de Ch. et de Ph. 44. p. 265. 337., 47. p. 113, 49. p. 131.

Pouillet, mémoire sur le mesure relative des sources thermoélectriques et hydroéletriques. Compt. rend. 5: p. 785. Pogg. Ann. 42. p. 297.

Pouillet, recherches sur les hautes temperatures et sur plusieurs phénomènes qui en dependent. Compt. rend. 1836. p. 782. Pogg. Ann. 39. p. 567.

Prideaux, experimental contributions towards the theory of thermoelectricity. Lond. and Ed. Ph. M. 3. p. 205. 262. 398.

Andrews, on the thermoelectric currents between metals and fused salts. Lond. and Ed. Ph. Mag. 10. p. 433.

Watkins, on thermoelectricity. ib. 11. p. 304. Pogg. Ann. 42. p. 589.

Wheatstone, on the thermoelectric spark. ib. 10. p. 414. Pogg. Ann. 41. p. 160.

Linari, Compt. rend. 1836. II. p. 46. (Erste Beobachtung des Funkens.) Pogg. Ann. 40. p. 642.

Botto, sur l'action chimique des courants thermoélectriques. bibl. univ. 51. p. 337. Pogg. Ann. 28. p. 238.

Zantedeschi, ricerche sul thermoelettrismo dinamico luce magnetico ed elettrico. Mil. 1838. 8. 72 S.

Griebel, de relatione actionum caloris et electricitatis. Berol. 1837. 4.

Wrede, Ursächliches der Thermoelektricität. Pogg. Ann. 55. p. 175.

Matteucci, über die thermoelektrischen Ströme des Quecksilbers. bibl. univ. nouv. Ser. 15. p. 187. Poggend. Ann. 47. p. 600.

Vorsselmann de Heer, über die thermoelektrische Wirkung des Quecksilbers. Pogg. Ann. 47. p. 602., 49. p. 114.

Matteucci, observations sur un mémoire de Mr. Vorsselmann de Heer relatif à des expériences thermoélectriques. Arch. de l'élect. 2. p. 227.

Thermosäule.

Oersted et Fourier, sur quelques nouvelles expériences thermoélectriques. Ann. de Ch. et de Ph. 22. p. 375.

Nobili, sulle pile a forza constante. Mem. 1. p. 134.

Nobili, termo-moltiplicatore ossia termoscopio elettrico. Mem. 1. p. 157.

Nobili et Melloni, recherches sur plusieurs phénomènes calorifiques entreprises au moyen du thermo-multiplicateur. Mem. 1. p. 195. Ann. de Ch. et de Ph. 48. p. 198.

Nobili, Pile per il termo-moltiplicatore, a scatola, a specchi conici e sferici, a canocchiale, a raggi concentrici, a pettine. Mem. 2. p 44—50.

Melloni, Beschreibung eines Apparats zur Anstellung aller Versuche über die strahlende Wärme. Inst. 89. p. 22. Pogg. Ann. 35. p. 559.

Dove, Beschreibung einer Thermosäule für constante Ströme. Pogg. Ann. 44. p. 592.

Poggendorff, neue thermoelektrische Kette. Pogg. Ann. 50. p. 250.

Svanberg, über die vortheilhafteste Construction thermoelektrischer Apparate. Pogg. Ann. 56. p. 422.

Solly, description d'un thermomètre électrique. Arch. de l'élctr. 1. p. 665.

Kälteerregung durch den Strom.

Peltier, nouvelles expériences sur la caloricité des courants électriques. Ann. de Ch. et de Ph. 56. p. 371. Pogg. Ann. 41 p. 342.

Moser, Repertorium I. p. 353.

Lenz, über Kälteerzeugung durch den galvanischen Strom. Bull. de l'Acad. de St. Pét. 1838. Juin. Pogg. Ann. 44. p. 342.

Wartmann, mémoire sur la diathermansie électrique des couples métalliques. Arch. de l'élect. 1. p. 74.

Piancini, sur le froid produit par le courant électrique. Arch. de l'électr. 1. p. 579.

Poggendorff, thermoelektrischer Gegenstrom. Pogg. Ann. 58. p. 76.

VI. Pyroelektricität (Krystallelektricität).

Theophrast, de lapidibus ed. Heinsius. Lugd. Bat. 1613. p. 395.

Serapion, de simplicibus medicinis..

Curiöse Speculationes bei schlaflosen Nächten von einem Liebhaber der immer gern speculirt. Leipzig 1708.

Lemery, observations sur une pierre de l'isle de Ceylon qui attire et repousse differens corps, mais d'une manière différente. Mém. de Par. 1717. h. p. 7.

Linné, Flora Zeylonica. Holm. 1747. 8.

Wilcke, Geschichte des Turmalins. Schwed. Abh. 28. p. 95. 30. p. 1. 105.

Noya Caraffa, lettre sur la Tourmaline. Paris 1759. 4.

Wilson, experiments on the Tourmalin. Ph. Tr. 51. p. 306. 1759.

Wilson, observations upon some gems similar to the tourmalin in regard to electric experiments. Ph. Tr. 1762. p. 443.

Torbern Bergmann, Anmärkning om Islands Krystalls electricitet. Vetensk. Acad. Handl. 1762. p. 62.

Canton, remarks on Mr. Delavals electrical experiments. Ph. Tr. 52. p. 443.

Aepinus, descriptio novi phaenomeni electrici detecti in Chrysolyto sive Smaragdo Brasiliensi. Nov. Com. Acad. Petersb. 12. p. 351.

Aepinus, receuil de différens mémoires sur la Tourmaline. Petr. 1762. 8.

Torbern Bergmann, Commentarius de indole electrica turmalini. Ph. Tr. 1766. p. 236.

Aepinus, mémoire concernant quelques nouvelles expériences électriques remarquables. Mém. de Berl. 1756. p. 105.

Schulz, über die Elektricität verschiedener Schörle in Mayers Samml. phys. Aufs. der Ges. böhm. Naturf. 1. p. 261.

Hany, mémoire sur les propriétés électriques de plusieurs mineraux. Mém. de Par. 1785. p. 206.

Hany, observations sur la structure des crystaux appelés zeolithes et sur les propriétés électriques de quelques uns Mém. de l'Instit. 4. T. 1. p. 49.

Hany, traité des caractères physiques des pierres précieuses. Paris 1817. p. 146.

Hany, traité de mineralogie. Paris 1822. I. p. 206.

Becquerel, sur les propriétés électriques de la tourmaline. Ann. de Ch. et de Ph. 37. p. 1.

Becquerel, des effets de la chaleur dans les corps mauvais conducteurs de l'électricité et dans le tourmaline. Ann. de Ch. et de Ph. 37. p. 355.

Brewster, Beobachtungen über die in den Mineralien durch Wärme erregte Elektricität. Pogg. Ann. 2. p. 297. Edinb. Journ. of Sc. 2. p. 208.

Forbes, an account of some experiments on the electricity of turmalin and other minerals when exposed to heat. Trans. of the Roy. Soc. of Edinburgh 13. p. 27. Lond. and Ed. Ph. Mag. 5. p. 133.

Erman, Beiträge zur Monographie des Marekanit, Turmalin und brasilianischen Topas in Bezug auf Elektricität. Abh. d. Berl. Acad. 1829. p. 41.

Köhler, Krystallform des Turmalins, Zinksilicats und Boracits in Bezug auf ihre Pyroelektricität. Pogg. Ann. 17. p. 146.

G. Rose, über den Zusammenhang zwischen der Form und der elektrischen Polarität der Krystalle. Abh. d. Berl. Acad. 1836. p. 215.

Hankel, de thermoelectricitate crystallorum. Hal. 1839. Pogg. Ann. 49. p. 493., 50. p. 237. 471. 605.

Hankel, Nachtrag zur Thermoelektricität des Topases. Pogg. Ann. 56, p. 37.

P. Riess nnd G. Rose, über die Pyroelektricität der Mineralien. Pogg. Ann. 59. 553.

VII. Reibungselektricität.

Geschichte der Elektricität überhaupt.

Falconer, observations on the knowledge of the ancients respecting electricity. Mem. of the Soc. of Manch. 3. p. 278

Ostertag, kleine Schriften.

Gralath, Geschichte der Elektricität und elektrische Bibliothek. Versuche nnd Abhandlungen der naturforschenden Gesellschaft in Danzig. 1747. B. 1—3.

Historie générale et particulière de l'électricité. Paris 1752.

Dalibard, histoire abregée de l'électricité. 2 vol. 12. Paris 1766.

Krünitz, Verzeichniss der vornehmsten Schriften von der Elektricität und den elektrischen Kuren. Leipzig. 8. 1769.

Pristley, the history and present state of electricity with original experiments. Lond. 1764. 4.

Pristley, Additions to the history and present state of electricity. 1770.

Pristley, Geschichte und gegenwärtiger Zustand der Elektricität, nebst eigenthümlichen Versuchen übers. von Krünitz. Berlin 1772. 4. 517 S.

Bohnenberger, erläuternde und berichtigende Anmerkungen zu Pristleys Geschichte der Elektricität. Beiträge zur theoretischen nnd praktischen Electricitätslehre. St. 2. 3. Stuttg. 1793. 94

Sigaud de la Fond, précis historique et expérimental des phénomènes électriques. Paris 1781. 8.

Kühn, Geschichte der medicinischen und physikalischen Elektricität nnd der neuesten Versnche in dieser nützlichen Wissenschaft. Leipz. 1783. 85. 2 Th. 8.

Kühn, die neuesten Entdeckungen in der physikalischen und medicinischen Elektricität, als eine Fortsetzung der Geschichte Leipzig 1796. 97. 2 Th.

Byewater, essay on the history, practice and theory of electricity. London 1810.

Brewster, Electricity. Artikel der Edinburger Encyclopaedie. 4. History p. 411—429,

Lunn, Electricity. Artikel der Encyclopaedia Metropolitana. 4. historical sketch of the origin and progress of electricity. p. 41—55.

de la Rive, esquisse historique des principales déconvertes faites dans l'électricité depuis quelques années. Genève 1833. 8. 239 S.

Becquerel, Précis historique sur l'électricité et le magnetisme. Traité de l'électr. I. p. 1—407.

de la Rive, coup d'oeil sur l'état actuel de nos connaissances en électricité. Arch. de l'électr. 1. p. 1.

Wartmann, des travaux et des opinions des Allemands sur la pile voltaique. ib. I. p. 31.

Zeitschriften.

Sturgeon, the Annals of Electricity, Magnetism et Chemistry and Guardian of Experimental Science. Lond. seit Oktober 1836. 10 vol. 8.

de la Rive, archives de l'électricité supplément à la bibliotheque universelle de Genève. Genève seit 1841. 3 vol. 8.

The Transactions and Procedings of the London Electrical Society. 1 vol. 4. 1837—1840.

Proceedings of the London Electrical Society. 8.

Hand- und Lehrbücher.

Stargeon, lectures on electricity. London 1842. 8.

Cavallo, a complete treatise on electricity in theory and practice. London 1778. 8.

Cavallo, vollständige Abhandlung der theoretischen und praktischen Lehre von der Elektricität, nebst eignen Versuchen. üb. Leipzig 1797. 2 vol. 8.

Cuthberson, Eigenschappen van de electricität. Amsterdam 1782. 8. 2 vol.

Cuthbersons, Abhandlung von der Elektricität nebst einer genauen Beschreibung der dahingehörigen Werkzeuge und Ursachen, a. d. Holländ. Leipz. 1786—1796. 3 St. 8.

Morgans, lectures on electricity. 2 vol. 12. London.

Ferguson, an introduction to electricity. London 1770. 8.

Lovett, electrical philosopher. 1777. 8.

Wilson, short view of electricity. London 1780. 4.

Peart, on electricity and mangnetism. Gainsborough 1791.

Robison, Electricity. Encyclop. Brittan. Suppl.

Adams, an essay on electricity. London 1784. 8.

Adams, Versuch über die Elektricität worin Theorie und Ausübung dieser Wissenschaft durch eine Menge methodisch geordneter Experimente erläutert wird nebst einem Versuch über den Magnet, a. d. Engl. Leipz. 1785. 8.

Brewster, Electricity. 4. 139 S. Encyclop. Edinb.

Lunn, Electricity. 4. 129 S. Encycl. Metrop. 1830.

Carpne, introduction to electricity and galvanism.

Singer, Elements of electricity and electrochemistry. Lond. 1814.

Singer, Elemente der Elektricität und Elektrochemie a. d. E. mit Anmerkungen welche die neuesten elektrischen Entdeckungen enthalten, üb. von Müller. Breslau 1819. 8. 502 S.

Murphy, elementary principles of the theories of electricity, heat and molecular action. 1833. 8.

Roget, Galvanism. Art. d. Library for the diff of usef. Knowl.

Hauy, exposition raisonné de la théorie de l'électricité et du magnetisme d'après les principes de Mr. Aepinus. Par. 1787. 8.

Hany, Darstellung der Theorie der Elektricität und des Magnetismus, üb. von Murhard. Altenburg 1801. 8.

Lacepède, essai sur l'électricité naturelle et artificielle. Paris 1781. 2 vol. 8.

Deluc, traité élémentaire sur le fluide electro-galvaniqne. Mil. 1804. 8.

Biot, traité de physique expérimentale et mathématiqne. Tom. II. p. 209—549. Paris 1816.

Becquerel, traité expérimental de l'électricité et du magnetisme et de leur rapport avec les phénomènes naturels. Paris sect. 1834. 7 vol. 8.

Nobili, nnovi trattati sopra il calorico, l'elettricita e il magnetismo. Modena 1838. 8. und Memorie edite et inedite.

Saxtorph, Darstellung der gesammten Elektricitätslehre. 2 vol. Copenhagen 1803.

Faulwetter, kurze Grundsätze der Elektricitätslehre. 1793. 5 Th. 8.

Donndorff, die Lehre von der Elektricität theoretisch und praktisch auseinandergesetzt. Erfurt 1784. 2 vol. 8.

Langenbucher, praktische Elektricitätslehre. Augsburg 1788.

Gälle, Beiträge zur Erweiterung und Vervollkommnung der Elektricitätslehre. Salzburg 1816. 2 vol. 8.

Röslin, kritische Prüfung und Berichtigung der bisherigen Elektricitätslehre. Ulm 1823. 8.

Sammlung elektrischer Spielwerke für junge Elektriker. Nürnb. 1804. 9. Aufl. 8.

Leschan, Grundzüge der reinen Elektricitätslehre. 1826.

Fechner, Lehrbuch des Galvanismus und der Elektrochemie. Leipz. 1829. 8. 564 S.

Aeltere Hand- und Lehrbücher.

Boulanger, traité de la cause et des phénomènes de l'électricité. 1751. 8.

Wilson, a tratise on electricity. Lond. 1752. 2 éd.

Mandnyt, mémoire sur les différentes manières d'administrer l'électricité et observations sur les effets qu'elles ont produits. Paris 1754.

Jallabert, expériences sur l'électricité avec quelques conjectures sur la cause de ses effets. Gen. 1748. 8. 304 S. 2. ed. Par. 1749. üb. 1750. Basel.

Wesenberg, Gedanken von der Elektricität. 1745.

Martin, an essay on the electricity, or an examen of her nature, her cause and her properties. London 1747.

Wagner, Erforschung der Ursachen der elektrischen Wirkungen. Liegnitz 1714. 8.

Morin, nouvelle dissertation sur l'électricité des corps. Chartres 1748.

Veratti, sur l'électricité. 12. Montpel. 1750.

Bina, electricorum effectuum explicatio, quam ex principiis Newtonianis deduxit, novisque experimentis exornavit. Palaei 1751. 4.

Klingenstierna, Tal om the nyaste rön vid electricitaten. Stockh. 1751.

Hoadly and Wilson. observations on a series of electrical experiments. 1759. 4. 2 ed. 2 vol. üb. Leipz. 1763. 8.

Watkins, a particular acconnt on tbe experiments published to this time on the electricity. London. 8.

Egelin, de electricitate. 4. 1759.

Wesley, electricity made plain. London 1760. 12.

Becqnet, on electricity. 8.

Berdoe, on tbe electric fluid. 8.

Socin, Anfangsgründe der Elektricität. Han. 1778. 8

Besondre Werke.

Hawksbee, physico-mechanical experiments on various subjects, containing an account of several snrprizing pbenomena, touching light and electricity. London 1709. 4.

Desagnliers, on electricity. London 1742. Course of experim. pbil. v. II.

Winkler, Gedanken von den Eigenschaften, Wirkungen und Ursacben der Elektricität. Leipzig 1744. 8.

Winkler, die Eigenschaften der elektrischen Materie und des elektrischen Feuers. Leipzig 1745. 8.

Bose, recherches sur la cause et la veritable tbéorie de l'électricité. Berl. 1745. 4.

Gordon, phaenomena electricitatis exposita. Erf. 1744. 8. 88 S.

Bose, Commentarii V. de electricitate.

Waitz, Abhandlung von der Elektricität nnd deren Ursachen. Berl. 1745. 4. 237 S.

Unger, Abhandlung von der Natnr der Elektricität. 1745. 4.

Favre, congetture fisiche intorno alle cagioni de fenomeni osservati nella machina elettrica. 1747. 4.

Rieger, observaciones pbysicas sobre la fnerza electrica. Madrid 1758.

Beccaria, elettricismo artificiale e naturale. Tnrin. 439 S. 4.

Beccaria, experimenta atque observationes, quibus electricitas vindex late constitnitnr atque explicatur. Turin. 4. 66 S.

Barletti, nnove sperienze elettriche secundo la theoria del Sign. Franklin e le produzione del Pad. Beccaria 1757. 8.

Nollet, lettres snr l'électricité dans lesqnelles on examine les découvertes qui ont été faites sur cette matière depuis l'année

1752 et les consequences qne l'on ex peut tirer. Paris 1760. 3 vol. 8. Recherches snr électricité. 1 vol. 12. 1749. 444 S.

Oeuvres de Franklin, tradnites de l'Anglois snr la 4. éd. par Dnbourg avec des additions nonvelles. Par. 1773. 4. 2 vol.

Saussure, de electricitate. Genf 1766.

Lullin, de electricitate. Genf 1766.

Lord Mahon, principles of electricity containing divers new theorems and experiments together with an analysis of the snperior advantage of high and pointed condnctors. London 1779. 4.

Mahon, principes d'électricité. Londres 1780. 8. 250 S.

Herbert, theoria phaenomenornm electricorum. Vienne 1778.

Lyon, on the errors of the present theories of electricity. Lond. 1780. 4.

de Tressan, essai snr l'électricité considerée comme agent nniversel. 1786. 2 vol. 8.

Milner, experiments and observations on electricity.

Bennet, new experiments. Derby 1789.

Theoretische Vorstellnngen von dem Wesen der Elektricität.

Werenberg, Gedanken von der Elektricität. 1745.

Kratzenstein, theoria electricitatis more geometrico explicata. 4.

Euler, disquisitio de causa physica electricitatis. Petersb. 1756. 4.

J. Enler, recherches sur la canse physiqne de l'électricité. Mém. de Berl. 1757. p. 125.

Beccaria, del elettricismo artificiale. 1753. 4.

Deluc, nonvelles idées sur la météorologie. 2 Th. London 1786. üb. Berl. 1787. I. p. 186.

Lampadius, Versnche nnd Beobachtnngen über die Elektricität nnd Wärme der Atmosphaere. 1793. 8.

Voigt, Versuch einer neuen Theorie des Feners. Jena 1793. 8.

Schrader, Versnch einer neuen Theorie der Elektricität. Altona 1796.

Gren, Grundriss der Naturlehre. Halle 1797. 8. §. 1408.

Heidmann, vollständige auf Versnche nnd Vernnnftschlüsse gegründete Theorie der Elektricität. Wien 1799. 2 vol. 8.

Ritter, das elektrische Systcm der Körper. Leipz. 1805. 8.

Winterl, Darstellung der vier Bestandtheile der anorganischen Natur. Jena 1804. 8.

Winterl, Kritik der Hypothese, welche das gegenwärtige Zeitalter der Naturwissenschaft zum Grunde legt. 1 Th. Elektricitätklehre. Gehlen Journ. d. Ph. u. Chem. 6. p. 1. 201.

Oersted, Ansicht der chemischen Naturgesetze. Berlin 1802.

Pohl, der Process der galvanischen Kette. Berlin 1829. 8.

Parrot, Grundriss der theoretischen Physik II. c. 3.

Ruhland, System der allgemeinen Chemie. Berl. u. Stettin 1828.

Berzelius, Abhandling om Galvanismen. Stockholm 1804. 8.

Wollaston, experiments on the chemical production and agency of electricity. Ph. Tr. 1801. p. 427.

Becquerel, considerations générales sur les changements, qui s'opèrent dans l'état électrique des corps par l'action de la chaleur, du contact du frottement et de diverses actions chimiques. Ann. de Ch. et de Ph. 46. p. 265. 337., 47. p. 113. 49. p. 131.

Theorien.

du Fay, de l'attraction et repulsion des corps électriques. Mém. de Paris 1733. p. 457. (2 Elektricitäten.)

Nollet, essai sur l'électricité des corps. Haag 1747. 8. 183 S.

Symmer, new experiments and observations concerning electricity. Ph. Tr. 1759. p. 340—389. (Symmersche Theorie.)

Franklin, new experiments and observations in electricity. Lond. 1751. 4. (Franklinsche Theorie.)

Franklin, Briefe über die Elektricität mit Anmerkungen von Wilcke. Leipzig 1758. 8.

Bigeon, note sur la théorie de l'électricité. Ann. de Ch. et de Ph. 33. p. 151. Pogg. Ann. 13. p. 614.

Wilcke, dissertatio physica de electricitatibus contrariis. Rostock 1757. 4. (Vertheilung.)

Aepinus, tentamen theoriae electricitatis et magnetismi. Petersb. 1759. 4. 390 S. (erste mathematische Theorie.)

Robison, Mechanical Philosophy. Edinb. 1816.

Hauy, exposition raisonnée de la théorie de l'électricité d'après les principes de Mr. Aepinus. Paris 1787. 8. üb. v. Murhard.

Cavendish, an attempt to explain some of the principal phenomena of electricity by means of an elastic fluid. Ph. Tr. 1771. p. 584.

Coulomb, sur l'électricité et le magnetisme. Mém. de Par. 1789. p. 455.

Coulomb, über die Elektricität. Auszug verschied. Abh. Gren neues Journ. d. Ph. 3. p. 50.

Avogrado, considérations sur l'état dans lequel se trouve une couche d'un conducteur de l'électricité, lorsqu'elle est interposée entre deux surfaces données d'électricité de differente nature. Delam. Journ. de Ph. 63. p. 450. Gehlen Journ. d. Ph. u. Chem. 6. p. 53.

Prechtl, einige Bemerkungen zu Avogrados Abhandlung über die Natur des elektrischen Ladungszustandes. Gehlen Journ. d. Ph. u. Ch. 6. p. 84.

Faraday, Experimental Researches in Electricity. London 1839. 8. 574 S. (enthält Series I—XIV aus den Phil. Tr. nämlich:

I. 1832. p. 125. Induction. Pogg. Ann. 25. p. 92.
II. — p. 163. Induction. P. A. 25. p. 142.
III. 1833. p. 23. Identität der El. verschiedener Quellen. P. A. 29. p. 274. 365.
IV. — p. 507. Leitung durch Schmelzen. P. A. 31. p. 225.
V. — p. 675. Chemische Zersetzung. P. A. 32. p. 501.
VI. 1834. p. 55. Gasverbindende Wirkung des Platin. P. A. 33. p. 149.
VII. — p. 77. Elektrolytisches Gesetz. P. A. 33. p. 301. 433. 481.
VIII. — p. 425. Galvanische Apparate. P. A. 35. p. 1. 222.
IX. 1835. p. 39. Gegenstrom. P. A. 35. p. 413.
X. — p. 263. Verbesserte Voltasche Säule. P. A. 36. p. 505.
XI. 1838. p. 79. Vertheilung. P. A. 46. p. 1. 537.
XII. — p. 83. Entladung. P. A. 47. p. 33. 271. 529.
XIII. — p. 125. Dunkle Entladung, El. im Vacuum. P. A. 48. p. 269. 424. 513.
XIV. — p. 265. Elektrische Kräfte überhaupt. P. A. Erg. p. 249.
XV. 1839. p. 1. Gymnotus. P. A. Erg. p. 385.

XVI. XVII. 1840. p. 61—127. Theorie des Galvanismus. P. A. 52. p. 149. 547., 53. p. 316. 479. 548.

XVIII. 1843. p. 1. Elektricität durch Verdampfung.

Vertheilung auf der Oberfläche.

Achard, expériences qui prouvent que des corps de même nature mais de différents volumes et de differentes masses se chargent de la matière électrique en raison de leur surface sans que la masse y ait la moindre influence. Mém. de Berl. 1780. p. 47.

Coulomb, le fluide électrique ne se repand dans aucun corps par une affinité chimique. Mém. de Paris 1786. p. 67.

Coulomb, de la quantité d'électricité qu'un corps isolé perd dans un temps donné par le contact de l'air plus ou moins humide. Mém. de Par. 1785. p. 612.

Coulomb, sur la manière dont le fluide électrique se partage entre deux corps conducteurs mis en contact. Mém. de Par. 1787. p. 421.

Poisson, sur la distribution de l'électricité à la surface des corps conducteurs. Mém. de l'Inst. 12. 1811. p. 1—92. 163. 274.

Poisson, sur la distribution de l'électricité dans une sphère creuse électrisée par influence. bull. univ. 2. p. 146.

Vernier, de la distribution de l'électricité dans le cas de trois sphères en contact, dont les deux extrèmes sont égales et les centres sur une même ligne. Paris 1824. 4.

Green, an essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism. Nottingh. 1828. 4.

Anziehung und Abstossung.

Coulomb, construction et usage de la balance électrique. Détermination de la loi, suivant laquelle les corps chargés d'électricité contraire se repoussent mutuellement. Mém. de Par. 1785. p. 569.

Coulomb, détermination des lois, suivant lesquelles le fluide magnétique ainsi que le fluide électrique agissent par attraction et repulsion. Mém. de Par. 1785. p. 587.

Simon, über die Gesetze, welche dem elektrischen Abstossen zum Grunde liegen. Gilb. Ann. 28. p. 277.

Kaemtz, dissertatio de legibus repulsionum electricarum mathematicis. Halae 1823. 4.

Ermerius, de lege repulsionis electricae. Lugd. Bat. 1827. 4.

Egen, über das Gesetz der elektrischen Abstossungskraft. Pogg. Ann. 5. p. 199.

Tobias Mayer, de vi electrica repulsiva. Nov. Comm. Soc. Gott. vol. V.

Yelin, Versuche und Beobachtungen zur nähern Kenntniss der Zambonischen Säule. München 1820.

Parrot, Gilb. Ann. 53. p. 346., 60. p. 28., 61. p. 274.

Brandes, Beitrag zur Beantwortung der Frage, wie die anziehende und abstossende elektrische Kraft von der Entfernung abhänge. Schweigg. Journ. 35. p. 45.

Harris, on some elementary laws of electricity. Phil. Tr. 1834.

Strehlke, Pogg. Ann. 12. p. 478. (Stellung gleich- und ungleichartig elektrischer Scheiben.)

Gebundene Elektricität (Vertheilung)

Deluc, nouvelles idées sur la météorologie. vol. 2.

Biot, Traité de physique II. p. 280.

Harris, inquiries concerning the elementary laws of electricity. Ph. Tr. 1836. p. 417., 1839. p. 215.

Ohm, über eine verkannte Eigenschaft der gebundenen Elektricität. Schweigg. Journ. 65. p. 129.

Mohr, über Vertheilung und Bindung der Elektricität in isolirten Leitern. Pogg. Ann. 36. p. 221.

Riess, Repert. d. Phys. II. p. 30.

Pfaff, über elektrische Vertheilung und die sehr merkwürdige Erscheinung einer durch Repulsivkraft frei thätigen Elektricität ohne Propagationsvermögen. Pogg. Ann. 44. p. 332.

Riess, Bemerkungen über das Propagationsvermögen der gebundenen Elektricität. Pogg. Ann. 44. p. 332.

Knochenhauer, über die Eigenschaften der gebundenen Elektricität. Pogg. Ann. 47. p. 444.

Knochenhauer, Versuche über die gebundene Elektricität. Pogg. Ann. 58. p. 211. 391.

Faraday, Experimental Researches Series 11. 13.

Hare, letter to Pr. Faraday on certain theoretical opinions. Sill. Journ. vol. 38. sec. lett. 1841. 1. Jan.

Faraday, answer. Lond. and Ed. Ph. Mag. 17. p. 56.

Faraday, on static electrical inductive action. Lond. and Ed. Ph. Mag. 22. p. 200. Pogg. Ann. 58. p. 603.

Harris, on the specific inductive capacities of certain electrical substances. Ph. Tr. 1842. p. 165.

Isolation und Leitung.

Gray, experiments in electricity. Ph. Tr. vol. 31. p. 104., 37. p. 18. 227. 285. 397., 39. p. 16. 166. 220. 400. (Entdeckung des Unterschiedes zwischen Leiter und Nichtleiter).

du Fay, mémoires sur l'électricité. Mém. de Paris 1733. p. 23. 73. 233. 457., 1734. p. 341. 503., 1737. p. 86. 307.

Canton, some new electrical experiments. Ph. Tr. 1754. p. 780. (Isolation der Luft.)

Becearia, lettere del elettricismo. p. 87.

Beccaria, elettricismo artificiale e naturale (Wasser schlechter Leiter.)

Lullin, dissertatio physica de electricitate. Genf 1766. 8. (Isolation des Oeles.)

Henley, account of some new experiments in electricity. Ph. Tr. 1774. p. 389. (Dampf ein Leiter.)

Waitz, Abhandlung von der Elektricität und deren Ursachen. p. 51. §. 201. (die Flamme ein Leiter.)

du Tour, mémoire sur la manière dont la flamme agit sur les corps électriques. Mém. prés 1755. 2. p. 146.

Watson, experiments to illustrate the nature and properties of Electricity. Ph. Tr. 44. p. 41.

Pouillet, mémoire sur l'électricité des fluides élastiques et sur une des causes de l'électricité de l'atmosphère. Ann. de Ch. et de Ph. 35. p. 401.

Schafhäutl, on steam as considered as a conductor. Lond. and Ed. Ph. Mag. 18. p. 14. (uncondensirter Wasserdampf ein Isolator.)

Pristley, Experimente über die leitende Kraft verschiedener Substanzen. Geschichte der El. p. 398—409.

Pristley, experiments and observations on charcoal. Ph. Tr. 1770. p. 211.

Guyton, Scheerer Journ. d. Chem. 1. p. 297. (Diamant ein Isolator.)

Delaval, several electrical experiments. Ph. Tr. 1759. p. 83., 1761. p. 353. (Einfluss der Temperatur.)

Canton, remarks on Mr. Delaval's electrical experiments. Ph. Tr. 1762. p. 457. und 48. p. 350. 780.

Ammerain, de electricitate lignorum. Luzern 1754. (Isolation d. Holzes.)

Achard, sur l'analogie qui se trouve entre la propriété des corps de conduire le fluide électrique et de recevoir la chaleur. Mém. de Berl. 1779. p. 27.

Achard, Rozier Journ. 8. p. 364. (Eis als Cylinder einer Elektrisirmaschine.)

Morgan, electrical experiments made in order to ascertain the non conducting power of a perfect vacuum. Ph. Tr. 1785. p. 272.

Cavallo, Reihe der Körper als Leiter., vollständige Abhandlung der Lehre v. d. Elect. 1. p. 22.

Singers, Reihe, Elemente der Elektricitätslehre. p. 24.

Henrici u. Hausmann, Versuche über das elektrische Leitungsvermögen der Mineralkörper, mitgetheilt in der 9. Versamml. d. Gött. bergmänn. Vereins.

Fechner, Biot Lehrbuch der Experimentalphysik II. p. 274. (ausführliche Literatur.) (siehe auch oben p. 198.)

Geschwindigkeit der Elektricität in Leitern.

Watson, an account of the experiments made by some gentlemen of the Roy. Soc. in order to measure the absolute celerity of electricity. Ph. Tr. 1748. p. 491.

Wheatstone, an account of some experiments to measure the celerity of electricity and the duration of electric light. Ph. Tr. 1834. p 583. Pgg. Ann. 34. p. 464.

Ettrick, on the two electricities and Pr. Wheatstones determination of the celerity of electric light. Stnrg. Ann. 2. p. 39.

Mechanische Veränderung der Körper bei dem Durchgang der Elektricität.

Nairne, the effect of electricity in shortening wires. Ph. Tr. 1780. p. 334.

Becquerel 2, Wirkung elektrischer Entladung auf Dräthe von sehr geringem Durchmesser. Pogg. Ann. 48. p. 546. bibl. univ. n. s. 20. p. 344.

Henry, Trans. of the Americ. Ph. Soc. vol. 6. Pogg. Ann. Erg. p. 310. (Umbiegen der Enden der Stücke eines unterbrochenen Leiters.)

Fusinieri, mémoire sur le transport de substances ponderables par la foudre. bibl. univ. 48. p. 371., 49. p. 1.

Lullin, dissertatio physica de electricitate. p. 24. (Durchbohren einer Charte.)

Tremery, examen des phénomènes électriques qui ne paraissent pas s'accorder avec la théorie des deux fluides. Soc. Philom. An. 10. p. 111. Gilb. Ann. 23. p. 426., 32. p. 312.

Osann, einige neue Versuche über die Natur des elektrischen Funkens. Pogg. Ann. 55. p. 121.

Seitenentladung und Rückschlag.

Pristley, experiments on the lateral force of electrical explosions. Ph. Tr. 59. p. 57.

Pristley, an investigation of the lateral explosion and of the electricity communicated to the electrical circuit, in a discharge. Ph. Tr. 60. p. 192.

Lord Mahon, principles of electricity.

Schmelzen der Metalle durch Entladung.

Kinnersley, in Watson observations upon the effects of lightning. Ph. Tr. 1764. p, 204.

Pristley, history of electricity. p. 294. 312. Uebers. p. 487.

Brooke, miscellaneous experiments on electricity etc. übersetzt v. Kühn. Leipzig 1790. 8.

Cuthberson, einige Schmelzungsversuche durch galvanische und gewöhnliche Elektricität. Nichols Journ. 8. p. 97. Gilb. Ann. 23. p. 263. practical electricity. p. 181—197.

Singer, Elements of electricity. I ch. 3. Uebersetz. p. 121.

van Marum, première continuation des expériences faites par les moyens de la Machine Teylerienne. p. 182.

Kienmeyer, Rozier Journ. d. Ph. 33. p. 101.

Erwärmung der Metalle.

Kinnersley. Phil. Trans. 54. p. 208.

Harris, on the relative powers of various metallic substances as conductors of electricity. Ph. Tr. 1827. p. 18.

Riess, über einige Wirkungen der Reibungselektricität im Verhältniss zu ihrer Anhäufung. Pogg. Ann. 40. p. 321.

Riess, über die Erwärmung im Schliessungsbogen der elektrischen Batterie. ib. 43. p. 47.

Riess, über die elektrische Verzögerungskraft und das elektrische Erwärmungsvermögen der Metalle. ib. 45. p. 1.

Elektrische Figuren.

Lichtenberg, de nova methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi. Nov. Com. Soc. Gött. 1777 t. 8.

Deluc, idées sur la météorologie 1. p. 390.

Paetz van Troostwyck und Krayenhoff, verhandeling over zeekere onderscheidene Figuren, welken dor de beede Sorten van Electricität vorden voordgebracht, üb. Leipz. Saml. z. Phys. 4. p. 357. 1790.

Schneider, de figuris electricis. Bonn 1840. 4.

Karsten, imponderabilium praesertim electricitatis theoria dynamica cum appendice de imaginibus, quae luce, calore, electricitate procreantur. Berol. 1843. 4. 47 S.

Lars Ekmark, neuer Beweis für die Theorie zweier elektrischer Materien. Gilb. Ann. 23. p. 431. Vetensk. Ac. Nya Handl. 1800.

Aldini, Brugnatelli Ann. di Chim. 13. p. 137. Gilb. Ann. 4. p. 422.

v. Aruim, elektrische Versuche. Gilb. Ann. 5. p. 33.

Riess, Hauchfiguren. Repert. 6. p. 180.

Karsten, über elektrische Abbildungen. Pogg. Ann. 57. p. 492., 60. p. 1.

Elektrisches Licht.

Otto v. Guerike, experimenta nova de vacuo spatio. 1672. p. 149. (zuerst wahrgenommen.)

Wall, experiments on the luminous qualities of amber diamonds and gum-lac. Ph. Tr. 1708. p. 69.

Du Fay, mémoire ou l'on examine quel rapport il y a entre l'électricité et la faculté de rendre de la lumière, qui est commune a la plupart des corps électriques. Mém. de Paris 1734. p. 503.

Brünitz, von der Elektricität der Barometer. Verzeichniss p. 153. Nr. 328—364.

Wrembley, on the electric nature of the barometrical light. Ph. Tr. 1746. p. 58.

Miles, On electrical fire. Ph. Tr. 44. p. 78. (Büschel.)

Pfaff, über die Entzündung des Schiesspulvers durch eine, in ihrem Durchgang durch den Erschütterungskreis gehemmte elektrische Entladung in besondrer Beziehung auf Bestimmung des elektrischen Leitungsvermögens verschiedener Flüssigkeiten. Schweigg. Journ. 48. p. 276.

Ludolff, histoire de l'Acad des scienc. de Berl. 1745. p. 11. (Zünden.)

Sturgeon, on the inflammation of gunpowder and other substances by electricity. Ann. of Ph. 1827. 1. 20.

Doppelmayer, über das elektrische Licht. 1749.

Canton, new electrical experiments. Ph. Tr. 1754. p. 780.

Funken.

Nicholson, experiments and observations on electricity. Ph. Tr. 1789. p. 265.

van Marum, Beschreibung einer sehr grossen Elektrisirmaschine. Kupfer.

Heller, über das Leitungsvermögen des Wassers und Betrachtungen über das Licht des elektrischen Funkens. Gilb. Ann. 6. p. 249.

Knoch, Bemerkungen über einige elektrische Versuche, deren Erklärung schwierig schien. Gilb. Ann. 24 p. 104. (Bläuliche Stelle in der Mitte d. Funkens.)

Sextorph, Elektricitätslehre 1. p. 225.

Hildebrand, Versuche über die Unterschiede des Lichtes beider Elektricitäten in verdünnter Luft. Schweigg. Journ. 1. 237. 11. p. 437.

Morgan, electrical experiments made in order to ascertain the non conducting power of a perfect vacuum. Ph. Tr. 1785. p. 272.

Davy, on the electrical phenomena exhibited in vacuo. Ph. Tr. 1822. p. 64

Grotthus, Schweigg. Journ. 3. p. 142.

Meinecke, Gilb. Ann. 62. p. 87.

Fechner, vom elektrischen Licht und der Spitzenströmung. Bibl. Phys. Ueb. 2. p. 311.

Faraday, Experimental researches in electricity. series 12. §. 1400 bis 1561.

Fraunhofer, determination du pouvoir refringent et dispersif etc. p. 44.
Wheatstone, on the prismatic decomposition of electrical light. Lond. and Ed. Ph. Mag. 7. p. 299. Pogg. Ann. 36. p. 148.
Wheatstone, an account of some experiments to measure the velocity of electricity and the duration of electric light. Ph. Tr. 1834. p. 583.
Dove, über die Discontinuität des Blitzes. Pogg. Ann. 35. p. 379.
Dove, (Augenblickliche Entstehung des Unterbrechungsfunkens.) Pogg. Ann. 56. p. 274.
Gross, elektrische Pausen. Leipz. 1776. 8. 136 S.
Giess, über die Schlagweite der elektrischen Batterie. Pogg. Ann. 53. p. 1.
Morgan, experiments on electric light. Ph. Tr. 1785. p. 198.
Biot, Ann. de Chim. 53. p. 321. Traité de physique II. p. 459. (durch Compression erklärt.)
Pohl, der Process der galvanischen Kette. p. 320.

Elektrische Erregung.

a) Durch Reiben (elektrische Reihen).

Boulanger, traité de la cause de l'électricité. p. 74. (Verzeichniss der Körper nach der Stärke der erregten Elektricität.)
Du Fay, de l'attraction et repulsion des corps électriques. Mém. de Paris 1733. p. 457.
Symmer, new experiments and observations concernig electricity. Ph. Tr. 51. p. 340.
Signa, de novis quibusdam experimentis electricis. Misc. Tauri 2. p. 31.
Beccaria, dell'elettricismo artificiale e naturale. 1753. 4.
Bergmann, elektrische Versuche mit Seidenbande von unterschiedlicher Farbe. Schwed. Abh. 25. p. 344.
Wilcke, de electricitatibus contrariis. p. 54.
Lichtenberg, Erxleben Anfangsgründe der Naturlehre. Aufl. 6. p. 478.
Cavallo, vollständige Abhandlung von der El. 1. p. 308—315. 4. Aufl.
Ritter, das elektrische System der Körper. 3. Abschnitt. p. 112.
Saxtorph, Elektricitätslehre 1. p. 31.

Singer, Elektricitätslehre. p. 302.

Fechner, Resultate der Analysen. p. 259. (Reihe der Holzarten)

Pereyro, de l'électricité qu'on développe en plongeant dans le mercure et en en retirant successivement differentes substances. Arch. de l'élect. 2. p. 395.

b) Durch Sieben von Pulvern.

Kortüm in Lichtenberg Magaz. 10. 2. p. 15.

v. Arnim, elektrische Versuche. Gilb. Ann. 5. p. 33.

Aldini, elektrische Versuche. Gilb. Ann. 4. 419. Brugnat. Ann. 13. p. 135—154.

c) Durch Druck.

Libes, Traité complet et élementaire de physique. 8.

Hany, sur l'électricité de pression. Ann. de Ch. et de Ph. 3. p. 95.

Dessaignes, mémoire relatif à l'influence de la temperature, des pressions mécaniques et du principe humide sur l'intensité du pouvoir électrique et sur le changement et la nature de leur électricité. Journ. de Phys. 83. p. 194. Ann. de Ch. et de Ph. 2. p. 59.

Becquerel, sur le développement de l'électricité par la pression. ib. 22. p. 91.

d) Bei dem Verdampfen.

Lavoisier et Laplace, mémoire sur l'électricité qu'absorbent les corps qui se reduisent en vapeurs. Mém. de Paris 1781. p. 292.

Volta, del modo di render sensibilissima la piu debole elettricità sia naturale, sia artificiale. appendice. Ph. Tr. 1782. p. 274.

Sanssure, voyages dans les Alpes. Ch. 28.

Volta, meteorologische Briefe. Leipzig 1793. p. 193.

Erman, über den wechselseitigen Einfluss von Elektricität und Wärmethätigkeit. Abh. d. Berl. Acad. 1814. p. 123.

Ponillet, mémoire sur l'électricité des fluides élastiques et sur une des causes de l'électricité de l'atmosphère. Ann. de Ch. et de Ph. 35. p. 401. 365.

Armstrong, on the electricity of a jet of steam issuing from a boiler. Lond. and Ed. Ph. Mag. 17. p. 370. 452., 18. p. 51.

Pattison, experiments on the electricity of high pressure steam. ib. 17. p. 376. 457.

Armstrong, on the electric phenomena attending the efflux of condensed air, and of steam generated under pressure ib. 18. p. 328.

Armstrong, on the cause of the electricity of effluent steam. ib. 20. p. 5., 22. p. 1., 23. p. 194. Pogg. Ann. 60. p. 348. 352.

Schafhäntl, remarks on the electricity of steam. ib. 17. p. 449.

Schafhäutl, on steam as considered as a conductor of electricity. ib. 18. p. 14.

Schafhäutl, on the circumstances under which steam developes positive electricity. ib. 18. p. 95. 265.

Williams, on the electricity of steam. ib. 18. p. 93.

Faraday, Experimental researches in electricity. 15 series. Ph. Tr. 1843. Pogg. Ann. 60. p. 321.

---

an Marum et van Troostwyck, expériences sur la cause de l'électricité des substances fondues et refroidies. Journ. de Ph. 1788. p. 148.

Grotthuss, über die Elektricität, die sich bei verändertem Zustande des Wassers entwickelt. Gehl. Journ. d. Chem. u. Ph. 9. p. 221.

---

ecquerel, des courants electriques qui ont lien dans les actions capillaires et les dissolutions. Ann. de Ch. et de Ph. 24. p. 337.

Elektrisirmaschine.

tto v. Guerike, experimenta nova de vacuo spatio. 1672 Amst. p. 140.

awksbee, an experiment touching the production of light within a globe glass, whose inward surface is lined with sealing-wax, upon an attrition of its outside. Ph. Tr. 1798. p. 219.

ausen, novi profectus in historia electricitatis 1743. 4.

Vinkler, epistola, quae continet descriptionem et figuras pyrorgani sui electrici. Ph. Tr. 1747. p. 497. (Kugelmaschine.)

Watson, experiments and observations on electricity. 1745. 8. (4 Kugeln.)

Wilson, erste Cylindermaschine abgeb. in Pristley Gesch. d. El. p. 348.

Pristley, history of electricity. p. 529. (Beschreibung und Abbildung der Maschinen v. Nollet, Hawksbee, Wilson, Watson Read, Pristley.)

Espinasse, description of an improved apparatus for performing electrical experiments. Ph. Tr. 1767. p. 186.

Nooth, on some improvements in the electrical machine. Ph. Tr. 1773. p. 335.

Nairne, electrical experiments made with a machine of his own workmanskip, a description of which is prefixed. Ph. Tr. 1774. p. 79.

Planta, 1760 erste Scheibenmaschine. Allg. deutsche Bibliath. B. 24. Anh. 4. Abth. p. 549.

Ingenhouss, Improvements in electricity. Ph. Tr. 1779. p. 661. Schriften 1. p. 169. (Scheibenmaschine.)

Bohnenberger, Beschreibung einiger Electrisirmaschinen und electrische Versuche nebst 6 Fortsetzungen. Stuttgard 17[illegible] bis 1791.

Schmidt, Beschreibung einer Electrisirmaschine und deren Gebrauch. Berlin 1778. 4. 56 S.

Langenbucher, Beschreibung einer verbesserten Electrisirmaschine. Anspach 1780. 8.

Hoffmann, praktische und gründliche Anleitung auf eine leichte und wohlfeile Art gute Electrisirmaschinen zu bauen. Leipzig 1795. 8.

Nicholson, experiments and observations on electricity. Ph. Tr. 1789. p. 265.

Pearson, experiments and observations made with the view to ascertain the nature of the gas produced by passing electric discharges through water Nichols. Journ. 1. pag. 241. 299. 3[illegible]

Cuthberson, Beschreibung einer Elektrisirmaschine und einiger damit von Deimann und Trostwyk angestellter Versuche. Leipzig 1790. (Scheibenmaschine mit zwei isolirenden Ständern.)

van Marum, description d'une très grande machine électrique

placée dans le musée de Teyler a Haarlem et des expériences faites par le moyen de cette machine. Continuation 1. 2. 1795.

van Marum, Beschreibung einer sehr grossen Electrisirmaschine und der damit angestellten Versuche. Leipzig 1786. 8.

Musnier, Mém. de Paris 1772. p. 502. in Bertholon de l'électricité du corps humain 2 p. 110. (4 isolirte Küssen.)

St. Julien, Rozier Observations sur la physique 1788. v. 33. p. 367. (3 Scheiben).

Wolff, über Elektricität und Verbesserung der Electrisirmaschinen vorzüglich an ihren Reibern. Gilb. Ann. 12. p. 597.

Nicholson, Vergleichung der Cylindermaschinen und der Scheibenmaschinen in ihrer Wirkung. Gilb. Ann. 23. p. 298. a. Nichels, Journ. 1. p. 83.

Cuthberson u. Singer, Vergleichende Versuche über die elektrische Kraft der Cylindermaschinen und der Scheibenmaschinen. Gilb. Ann. 39. p. 245.

Bohl, Maschine, beschrieben von Pfaff, neuer Gehler. E. p. 443.

Wolfram, Beschreibung einer neuen Elektrisirmaschine. Gilb. Ann. 74. p. 53. (Glockenmaschine.)

Hare, description of an electrical machine so constructed as to be above the operator. Sturg. Ann. 1. p. 487.

Pfister, eine besonders wirksame Elektrisirmaschine nebst einigen damit angestellten Versuchen. Baumg. Journ. 3. p. 439.

Elektrisirmaschinen aus andern Substanzen.

Volta, de corporibus eteroelectricis quae fiunt idioelectrica experimenta atque observationes. 1771. (Pappe.)

Ingenhouss, vermischte Schriften. 1784. 1. p. 18. (Pappe zwischen Hasenbälgen.)

van Marum, Abhandlung über das Elektrisiren. 1777. 8. (Gummilakscheibe in Quecksilber laufend.)

Pickel, experimenta physico-medica de electricitate. Würzb. 1778. 8. (Holzscheibe.)

Lichtenberg, Goth. Mag. 1. 1. 83. 1781. (Trommel v. wollnen Zeuge.)

Walckier, Mém. de Paris 1784. Gilb. Ann. 23. pag. 309. (aus gefirnister Seide.)

Ronland, description des machines électriques à taffetas. Amst. 1785. 8.

Kleine Maschinen.

Ingenhouss, Vermischte Schriften. 1784. 1. p. 145. (Seidenband zwischen Hasenfellen.)

Page, Sillim. Amer. Journ. 26. p. 110. (gläserne Spritze.)

Reibzeug und Amalgam.

van Marum, descriptions des frottoirs électriques. 4. Haarl. 1789. Rozier Journ. 34. p. 274.

Woulf, experiments to show the nature of aurum nativum. Ph. Tr. 1771. p. 114.

Higgins, on the use of an amalgam of zinc for the purpose of electrical excitation. Ph. Tr. 1778. p. 861.

Kienmayer, über eine neue Bereitungsart des elektrischen Amalgams und die Wirkungen desselben. Goth. Magaz. 6. p. 104.

Singer, Elemente der Electricität. p. 33.

Oertling's Reibzeug. Repertorium 1. p. 92.

Hare, Sillim. Amer. Journ. 24. p. 256.

Johnson, ih. 25. p. 68.

Conductor.

Bose, de electricitate commentarius II. 1743. Wittenb. 4. (fügt den Conductor dem geriebenen Körper hinzu.)

Leroy, mémorie sur une machine à électriser d'une expèce nouvelle. Mém. de Paris 1772. (positiver und negativer Conductor.)

Sulla, capacita dei conduttori elettrici. 4.

Wilson, an account of experiments made at the Pantheon on the nature and use of conductors. London 1778. 4.

Henley, the description and use of a new prime conductor. Ph. Tr. 1774. p. 389.

Volta, dei conduttori elettrici. Opusc. scelt. di Milano vol. 1.

Volta, über die Capacität elektrischer Leiter. Voltas Schriften über v. Nasse. Halle 1803.

Cavendish, on pointed conductors. Ph. Tr. 1773. p. 66.

Flasche und Batterie.

Titius, de electrici experimenti Lugdunensis inventore primo. Witt. 1771. 4.

Krüger, Geschichte der Erde. Halle 1746. 8. p. 177. (Bekanntmachung der von v. Kleist gemachten Entdeckung.)

Gralath, Geschichte der Elektricität. 2. Absch. p. 407. Abh. der nat. Ges. in Danzig I. 1747.

Muschenbroek, lettre à Mr. Réaumur. Mém. de Par. 1746. p. 2.

Winkler, die Stärke der elektrischen Kraft des Wassers in gläsernen Gefässen, welche durch den Muschenbrökschen Versuch bekannt geworden. Leipzig 1746. 8. 164 S.

Watson, further experiments and observations tending to illustrate the nature and properties of electricity. Ph. Tr. 44. p. 41. 704.

Strömer. Untersuchung von der Elektricität. Sch. Abh. 1746. p. 154.

Franklin, Briefe von der Elektricität, üb. v. Wilcke. Leipz. 1758.

Beccaria, new experiments in electricity. Ph. Tr. 1767. p. 297.

Wilson, new experiments upon the Leyden phial respecting the termination of conductors. Ph. Tr. 1778. p. 999.

Wilcke, elektrische Versuche und Untersuchungen wie die elektrische Ladung und Schlag durch mehr Körper als Glas und Porzellan erhalten werden können. Schwed. Abh. 1758. p. 241.

Wilcke, fernere Untersuchung von den entgegengesetzten Elektricitäten bei der Ladung und den dazu gehörenden Theilen. ib. 1762. g. 213. 253.

Brooke, vermischte Erfahrungen über die Elektricität. üb. von Kühn. Leipzig 1790. 8.

Wilkinson, on the Leyden phial. London 1798. 8.

Barletti, della supposta eguaglianza di contraria elettrica nelle due opposte facce del vetro o di uno strato resistente per ispigiare la scarica o scossa della boccia di Leyden. Mem. dell. Soc. Ital. 4. p. 304.

Barletti, della lege d'immutabile capacita e necessaria contrarieta di eccesso e difetto di elettricita negli opposti lati del vetro e di altro strato resistente supposta da Franklin per la spiegazione della scarica elettrica nella boccia Leidense ib. 7. p. 444.

Henley, account of some new experiments in electricity. Ph. Tr. 1774. p. 389.

Cavendish, some attempts to imitate the effects of the torpedo

by electricity. Ph. Tr. 1776. p. 196. (Einfluss der Dicke des Glases.)

Gray, observations on the manner in which glass is charged with the electric fluid and discharged. Ph. Tr. 1788. p. 121.

Nicholson, experiments and observations on electricity. Ph. Tr. 1789. p. 183. Gilb. Ann. 23. p. 273. (Glimmerbatterie.)

von Marum, Beschreibung einer grossen elektrischen Batterie von 550 Quadratfuss Belegung und einiger damit angestellten Versuche. Gilb. Ann. 1. p. 68. 275.

Sturgeon, Ann. of El. 2. p. 86. (Mittel gegen Zerspringen der Flaschen.)

Bohnenberger, Beschreibung einer Elektrisirmaschine. 1784 p. 44. (Glastafelbatterie.)

Dana, Schweigger Journ. 23. p. 257. (Tafelbatterie aus abwechselnden Schichten von Glas und Zinnfolie.)

Haldane, a method of measuring the force of an electrical battery during the time of its being charged. Nichols. Journ. 1 p. 156. Gilb. Ann. 3. p. 22. (äussere Belegung ladet eine Entladungsflasche.)

Cuthberson, ein neues sehr einfaches Mittel die Kraft der elektrischen Flaschen beträchtlich zu erhöhen und Methoden diese Kraft genau zu messen. Nichols. Journ. 2. p. 525. Gilb. Ann. 3. p. 1.

Bohnenberger. Gedanken über die Möglichkeit elektrische Verstärkungsflaschen weit stärker als bisher zu laden. Gren Journ. 2. p. 19.

Reade, summary view of the spontaneous electricity p. 16. (Nachweisung schwacher Rückstände durch den Condensator.)

Canton, an attempt to account for some of the phenomena of electrical experiment. Ph. Tr. 48. p. 350. 780. (Durchdringung des erwärmten Glases durch Elektricität.)

Volta, fortgesetzte Versuche über die Elektrität. Gilb. Ann. 14 p. 257. Expériences tendantes à prouver la perméabilité du verre pour le fluide électrique, et la charge de la bouteille et du carré armé par double accumulation. van Mons Journ. 1803 Janv. Gilb. Ann. 24. p. 310.

Zamboni, neuere Versuche mit elektrischen Säulen. Gilb. Ann. 51. p. 185.

Biot, Traité de physique expérimentale et mathématique. 2. p. 382.

Riess, über einige Wirkungen der Reibungselektricität im Verhältniss zu ihrer Anhäufung. Pogg. Ann. 40. p. 321.

Auslader.

de Romas, mémoire sur un moyen aisé pour élever fort haut un corps électrisable isolé. Mém. pres. de math. et ph. 2. p. 393.

Lane, description of an electrometer invented by him, with an account of some experiments made with it. Ph. Tr. 1767. p. 431.

Cuthberson, measurement by explosion. Nichols. Journ. 2. p. 215.

Henley, Cavallo. vollst. Abh. der Elekt. 4. Aufl. 1. p. 161.

Lawson, discharging elektrometer. Ph. Mag. 11. 251.

v. Hauch, Versuch eines verbesserten Auslade-Elektrometers. Gren neues Journ. 1. p. 345.

Funkenmesser.

Gross, Elektrische Pausen. Leipzig 1776. 8.

le Roy, sur la différence des distances auxquelles partent les étincelles entre deux corps métalliques des figures différentes. Mém. de Par. 1766. p. 541.

Langenbucher, Beschreibung einer Elektrisirmaschine. 1780. 8. p. 46.

Elektrophor.

Volta, lettere sul elettroforo perpetuo. Scelta di opusc. di Milano. 8. p. 127.; 9. p. 91.; 10. p. 37. Rozier Journ. de Ph. 7. p. 21.

Ingenhouss, electrical experiments to explain how far the phenomena of the electrophorus may be accounted for by Dr. Franklins theory of positive and negative electricity. Ph. Tr. 1778. p. 1027.

Wilcke, Untersuchung der bei Voltas neuem Elektrophoro perpetuo vorkommenden elektrischen Erscheinungen. Schwed. Abh. 1777. p. 54. 116. 200.

Henley, observations and experiments tending to confirm Ingen-

house theory of the electrophorus, and to show the impermeability of glass. Ph. Tr. 1778. p. 1049.

Kraft, tentamen theoriae electrophori. Act. Acad. Petr. 1771. p. 154.

Achard, expériences sur l'électrophore avec une théorie de cet instrument. Mém. de Berl. 1776. p. 122.

Hemmer, Zergliederung des beständigen Elektricitätsträgers. Comm. Acad. Theod. Palat. 4. Phys. p. 94.

Klindworth, Goth. Mag. 1. 2. p. 35. (Beschreibung des grossen Lichtenbergischen Elektrophors.)

Obert, Goth. Mag. 5. 3. p. 96.

Mickeler, Theorie des Elektrophor. ib. 5. 3. p. 110.

Heidemann, vollständige Theorie der Elektricität. 1. p. 53.

Pickel, experimenta physico medica de electricitate et calore animali. Würzb. 1778. 8.

Gr. v. Matuschka, von dem Elektrophor. Oek. Nachr. d. Gesellsch. in Schlesien 7. p. 67.

v. Marum, Antwoord op de vraag; op te geeven den besten toestel van den electrophore, de byzondere verschynzelen van dit electrisch werktuig proefkundig te verklaaren, en aan te wiizen, welk nieuw licht hetzelve aan di leere der electricität toegebracht heeft. Verhand. van het Genootsch. te Rotterd. 7. p. 195.

Lichtenberg, doppelter Elektrophor. Goth. Magaz. 1. 2. p. 42.

Weber, neue Erfahrungen ideoelektrische Körper ohne einiges Reiben zu elektrisiren. Augsb. 1781. 8.

Weber, Beschreibung des Luftelektrophors. Augsb. 1779. 8.

Condensator.

Volta, on the method of rendering very sensible the weakest natural or artificial electricity. Ph. Tr. 1782. p. VII.

Cavallo, on the method of manifesting the presence and ascertaining the quality of small quantities of natural or artificial electricity. Ph. Tr. 1788. p. 1.

Cavallo, description of a new electrical instrument capable of collecting together a diffused or little condensed quantity of electricity. ib. p. 255.

Cavallo, elements of natural philosophy 3. p. 425.

Bennet, an account of a doubler of electricity, or a machine by

which the least conceivable quantity of positive or negative electricity may he continually doubled, til it hecomes perceptible by common electrometer, or visible in sparks. Ph. Tr. 1787. p. 288.

Bennet, experiments and observations made with the donbler of electricity, with a view to determine its real ntility in the investigation of atmospheric electricity. Ph. Tr. 1794. p. 266.

Rohison, System of Mechanical. Philosophy vol. 4.

Nicholson, a description of an instrument which, by the tnrning of a winch, prodnces the two states of electricity withont friction or commnnication with the earth. Ph. Tr. 1788. p. 403. Nichols. Journ. 2. p. 370.; 4. p. 95. Gren. Journ. d. Ph. 2. p. 61.

Bohnenberger, Beschreibung unterschiedlicher Elektricitätsverdoppeler von einer neuen Einrichtnng nebst einer Anzahl von Versnchen über verschiedene Gegenstände der Elektricitätslehre. Tübingen 1798. 8. Gilb. Ann. 9. p. 158.

Read, on the electrical doubler. Nich. Journ. 2. p. 495.

Nichholson, über die Instrumente, welche bestimmt sind sehr kleine Grade von Elektricität zn verstärken und merkbar zu machen. Nich. Jonrn. 1 p. 395. Gilb. Ann. 9. p. 121.

Cuthberson, Beschreibung eines neuen sehr empfindlichen Condensators. Nich. Jonrn. 2. p. 281. Gilb. Ann. 13. p. 208.

v. Breda, Antwoord op de vraage, terwyl de condensatenr door Volta onlangs uitgedagt, gelegenheid geeft, om eene zeer geringe elektrike kracht van den dampkring te ontdekken. Verhand. van het Maatsch. te Haarlem 26. p. 363.

Dnmotiez, Rozier Journ. de Ph. 31. p. 431.

Hachette et Desormes, sur le doubleur d'électricité. Soc. Philom. Ann. 12. p. 177.

Péclet, Annales de Ch. et de Ph. 3. sér. 2. p. 100. (Doppelcondensator wie der von Bennet.)

Elektroskope nno Elektrometer.

du Fay, mém. 3. 4. sur électricité. Mém. de Paris 1733. p. 233. 457.

Nollet, Eclaircissements snr plusieurs faits concernant l'électricité. Mém. de Par. 1747. p. 102.

Waitz, Abhandlung von der Elektricität und deren Ursachen. 1745. §. 180.

d'Arcy, mémoire sur l'électricité contenant la description d'un électromètre ou d'un instrument servant à mesurer la force électrique. Mém. de Par. 1749. p. 63.

Canton, new electrical experiments. Ph. Tr. 48. p. 350. 780.

Cavallo, new electrical experiments and observations; with an improvement of Cantons electrometer. Pr. Tr. 1777. p. 388.

Volta, meteorologische Schriften. Brief 1. (Strohhalmelectrometer.)

Volta, della maniera di far servire l'electrometro atmosferico portabile all uso di un igrometro sensibilissimo. Mem. della Soc. Ital. 5. p. 551.

Bennet, description of a new electrometer. Ph. Tr. 1787. p. 26. 32. (Goldblattelektrometer.) Gren Journ. d. Ph. 1. p. 380.

Sanssure, voyages dans le Alpes II. p. 202.

Deluc, nouvelles idées sur la météorologie. p. 397. Ueb. 2. §. 394. (électromètre fondamental.)

Pristley, an account of a new electrometer, contrived by Mr. Henley, and of several electrical experiments made by him. Ph. Tr. 1772. p. 359. (Quadrantenelectrometer.)

Langenbucher, Beschreibung einer beträchtlich verbesserten Elektrisirmaschine. 1780. p. 44.

Achard, über die Kraft der Elektricität verglichen mit der Kraft der Schwere. Beschäft. der Berlin. Ges. naturf. Freunde. 1. p. 53.

Ellicot, on weighing the strength of electrical effluvia. Ph. Tr. 1746. p. 96.

Richmann, de indice electricitatis et de ejus usu in definiendis artificialis et naturalis electricitatis phaenomenis. Nov. Com. Acad. Petrop 4. p. 301.

Lane, description of an electrometer invented by him, with an account of some experiments made by him with it. Ph. Tr. 1767. p. 451.

Vasalli, expériences électriques. Mém. de Turin 5. p. 57.

Hany, Traité de mineralogie. I. fig.

Terry, Roz. Journ. de Ph. 24. p. 315.

Boyer Brun, ib. 28. p. 183.

Chappe, sur une manière de discerner l'électricité. ibid. 34. p. 62.

Comus, ib. 7. p. 520.

Cadet, Ann. de Chim. 37. p. 68.

Parrot, entretiens sur la physique, Dorpat 1822. V. p. 86.

Parrot, über die Sprache der Elektricitätsmesser. Gilb. Ann. 61. p. 263.

Cuthberson, on de distinction of the electricities. Phil. Mag. 19. p. 83.

Nicholson, on instruments for the distinction of electricity. Nichols. Journ. 3. p. 121.

Marechaux, ein neuer unglaublich empfindlicher Elektrometer und Versuche damit über die Elektricität der Voltaschen Säule und der Luft. Gilb. Ann. 15. p. 93. 99.; 16. p. 115.; 19. p. 476.; 20. p. 357.; 22. p. 318.; 25. p. 4. 18.; 26. p. 29. 123.

Behrens, Beschreibung eines neuen Elektrometers. Gilb. Ann. 23. p. 24. (Trockne Säule bestimmt die Bewegung des Goldblattes.)

Bohnenberger, Tübinger Blätter für Naturwissenschaft. 1. p. 380. Gilb. Ann. 51. p. 390. (Bohnenbergers Elektrometer.)

Becquerel, des actions électromotrices produites par le contact des métaux et des fluides. Ann. de Ch. et de Ph. 25. p. 405. Pogg. 2. p. 170. (das vorige mit horizontaler Säule.)

Fechner, über einen Apparat zur Anstellung der Voltaschen Grundversuche. Pogg. Ann. 41. p. 220.

Oersted, über ein neues Elektrometer. Pogg. Ann. 53. p. 612.

Dillmann, über das Oerstedsche Elektrometer. Pogg. Ann. 55. p. 300.

Brooke, account of a new electrometer. Ph. Tr. 1782. p. 384.

Coulomb, contruction et usage d'une balance électrique, fondée sur la propriété qu'ont les files de métal, d'avoir une force de reaction de torsion proportionelle à l'angle de torsion. Mém. de Par. 1785. p. 569.

Harris, inquiries concerning the elementary laws of electricity. Ph. Tr. 1836. p. 447. (bifile balance.)

(Siehe auch die Lehrbücher von Cavallo, Cuthberson, Adams.)

Elektrisches Thermometer.

Kinnersley in Franklin, Experiments and Observations 5. ed. p. 396.

Beccaria, elettricismo artificiale p. 229.

Saxtorph, Elektricitätslehre 1803. p. 417.

Harris, on the relative powers of various metallic substances as conductors of electricity. Ph. Tr. 1827. p. 18.

Riess, Notiz über das elektrische Lufttbermometer. Pogg. Ann. 52. p. 315.

Poggendorff. ib. 52. p. 324.

Chemische Wirknngen.

Warltire, in Pristley experiments on air. vol. 3.

Cavendish, on the conversion of a mixture of dephlogisticated and phlogisticated air into nitrous acid, by the electric spark. Ph. Tr. 1788. p. 261. Gren. Journ. d. Ph. 1. p. 282.

Paets van Trostwyk u. Deimann, über die Zerlegung des Wassers in brennbare und Lebensluft durch den elektrischen Funken. Roz. Observ. 34. p. 130. Gren. Journ. 2. p. 130.

Pearson, experiments and observations made with the view of ascertaining the nature of the gaz produced by passing electric dicharges through water. Ph. Tr. 1797. p. 142.

Singer, Elements of Electricity. 1. ch. 3. Ueb. p. 129.

Wollaston, experiments on the chemical production and agency of electricity. Ph. Tr. 1801. p. 417. Gilb. Ann. 11. p. 104.

Davy, on some chymical agencies of electricity. Ph. Tr. 1807. p. 1. Gilb. Ann. 28. p. 42.

Simon, über die Wirkung der verstärkten Elektricität auf verschiedene Thierarten. Gilb. Ann. 30. p. 54.

Bonijol, bibl. univ. An. 1831. p. 213.

Faraday, Experimental Researches in Electricity. Series III. §. 309. 331.

Schönbein, Beobachtungen über den bei der Elektrolysation des Wassers und dem Ausströmen der gewöhnlichen Elektricität aus Spitzen sich entwickelnden Geruch. (Ozon.) Pogg. Ann. 50. p. 616.

Schönbein, über die Natur des eigenthümlichen Geruchs, welcher

sich sowohl am positiven Pole einer Säule während der Wasserelektrolyse, wie auch beim Ausströmen der gewöhnlichen Elektricität aus Spitzen entwickelt. Denksch. d. München. Akad. III. 3. p. 589. Arch. de l'électr. 3. p. 295.

de la Rive, observations sur la notice, qui precède. ib. 3. p. 308.

Magnetische Wirkungen.

a. Magnetisiren des Stahls (siehe oben pag. 160. 167.).

Llambias, Institt. 1834. No. 82. Pogg. Ann. 34. p. 83.

b. Ablenkung der Magnetnadel durch den verzögerten Strom.

Colladon, déviation de l'aiguille aimantée par la courant d'une machine électrique ordinaire et par l'électricité des nuages. Ann. de Ch. et de Ph. 32. p. 62. Pogg. Ann. 8. p. 336.

Faraday, Experimental Researches §. 289—307. Pogg. Ann. 29. p. 184.

Riess, Repertorium 2. p. 51.

Inductionserscheinungen.

(siehe oben pag. 166. 168.)

Einfluss auf Phosphorescenz.

Lane, Pristley Geschichte der Elektricität. p. 197.

Canton, an easy method of making phosphorus, that will imbibe and emit light, like the Bolognian stone, with experiments and observations. Ph. Tr. 58. p. 337.

Wilson, a series of experiments relating to the phosphori and the primatic colours. London 1775. 4.

Morgan, observations on phosphoric light. Ph. Tr. 1785. p. 208.

Skrimshire, experiments on the phosphorescent effects of electricity upon different bodies. Nicholson Journ. 15. p. 281., 16. p. 101., 19. p. 153.

Pearsal, experiments on the communication of phosphorescence and colour to bodies by electricity. Roy. Inst. 1. p. 77., 1831 p. 267. Pogg. Ann. 20. p. 252., 22. p. 566.

Heinrich, die Phosphorescenz der Körper oder die im Dunkeln bemerkbaren Lichtphaenomene der anorganischen Natur. Nürnberg 1810,

Becquerel, von einigen neuen Eigenschaften des elektrischen

Lichts in Bezug auf Phosphorescenz. Compt. rend. 8. p. 216. Pogg. Ann. 48. p. 543.

Becquerel u. Biot, über die Natur der vom elektrischen Licht ausgehenden und in der Ferne Phosphorescenz erregenden Strahlen. Compt. rend. 8. p. 223. Pogg. Ann. 48. p. 549.

Becquerel 2, Untersuchungen über die Hervorrufung der Phosphorescenz und über verschiedene Eigenschaften des elektrischen Funkens. bibl. univ. n. s. 20. p. 344. Pogg. Ann. 48. p. 540.

Physiologische Wirkungen.

Cavendish, some attempts to imitate the effects of the torpedo. Ph. Tr. 1776. p. 196.

Robison, Mechanical Philosophy. vol. 4.

Volta, fortgesetzte Versuche über die Elektricität. Gilb. Ann. 14. p. 261.

van Marum, tweede Vervolg der proefnemingen gedaan met Teylers Electrisir-Maschine. Haarlem 1795. 4.

Galvanische und elektrische Versuche an Menschen und Thierkörpern angestellt von einer medizinischen Privatgesellschaft zu Mainz. Frankf. 1829. 4. 50 S.

Hemmer, elektrische Versuche mit belegten Thieren. Com. Acad. Theod. Palat. 5. p. 158.

Abilgaard, tentamina electrica in animalibus instituta. Coll. Soc. Med. Havniens 2. p. 157.

Veratti, de animalibus electrico ictu percussis. Com. Bon. 7. p. 41.

van Marum, Tilloch. Phil. Mag. 8. p. 194. 318. Second Continuation. Harlem 1795. 4.

Achard, mémoire renferment le recit de plusieurs expériences électriques faites dans différentes vues. Mém. de Berl. 1781. p. 9.

Medicinische Anwendung.

Lower, electricity rendered useful. London 1760. 8.

Krünitz, Verzeichniss der vornehmsten Schriften von der Elektricität und den elektrischen Kuren. Leipzig 1769. p. 159. Nr. 350—472.

Hartmann, die angewandte Elektricität bei Krankheiten des menschlichen Körpers. 1770 8.

Cavallo, essay on the theory and practice of medical electricity. London 1780.

Vivenzio, Teoria e pratica del elettricita medica. Napoli 1784. 4. 158 S.

Bertholon, de l'électricité dn corps humain dans l'état de santé et de maladie. 2. vol. 8. Paris 1786.

Spengler, Briefe welche einige Erfahrungen der elektrischen Wirknngen in Krankheiten enthalten. Copenhagen 1754. 8.

Kühn, Geschichte der medicinischen nnd physikalischen Elektricität. Leipzig 1785. 2 vol.

Boeckmann, über die Anwendung der Elektricität bei Krankheiten. Durlach 1787.

v. Barneveld, medicinische Elektricität. üb. Leipz. 1787. 8.

Kreyenhoff, de l'application de l'électricité à la medicine. 1788. 4.

Deimann, von den guten Wirkungen der Elektricität in verschiedenen Krankheiten mit Zusätzen v. Kühn. Kopenhagen 1793. 2 vol.

Einfluss anf die Vegetation.

Bertholon, de l'électricité des végétaux übers. Leipzig 1785. 8. 301 S.

Ingenhonss, Versnche mit Pflanzen. 3 vol. 1778—1790.

Kies et Koestlin, de effectibus electricitatis. Tübingen 1775.

VIII. Atmosphärische Elektricität.

1. Bei heiterm Himmel (siehe Elektrometer).

le Monnier, observations snr l'électricité de l'air. Mém. de Paris 1752. p. 233. (tägliche Periode.)

Mazéas, observations upon the electricity of the air made at the chatean de Maintenon. Ph. Tr. 1753. p. 377. (Drachen.)

Beccaria, della elettricita terrestre atmospherica a cielo sereno osservazioni. 54 S. 4.

Ronayne, aceonnt of some observations on atmospherieal electricity in regard of fogs, mists etc. with some remarks by Henley. Ph. Tr. 1772. p. 137.

Cavallo, extraordinary electricity of the atmosphere observed at Islington in Oktober 1775. Ph. Tr. 1776. p. 407.

Cavallo, new electrical experiments. ib. 1777. p. 48.

Bennet, Ph. Tr. 1788. p. 288. (Anwendung der Flamme als Collector.)

Sanssure, voyages dans les Alpes §. 294. 648. 783. 791—836. (geschleuderte Kugel.)

Volta, meteorologische Briefe (Rauchsäule).

Read, summary view of the electricity of the earth and atmosphere. London 1793. Ph. Tr. 1791. p. 185. 1792. p. 225. (feste Zuleitstange.)

v. Gersdorff, Beobachtungen der atmosphärischen Elektricität zu Meffersdorff in der Oberlausitz nebst einigen daraus gezogenen Resultaten. Görlitz 1802. 4. 108 S.

Schübler, Bestimmung der täglichen Perioden der atmosphärischen Elektricität. Schweigg. Journ. 1. p. 123.

Schübler, Resultate einer Reihe von Untersuchungen über die atmosphärische Elektricität ib. 8. p. 21.

Schübler, Untersuchungen über einige Erscheinungen der atmosphärischen Elektricität in den Alpen ib. 9. p. 347.

Schübler, Bemerkungen über elektrometrische Beobachtungen ib. 19. p. 1.

J. Davy, some observations on atmospheric electricity. Edinb. Tr. 1836.

Crosse, Encyclop. Edinb. Art. Electricity p. 486.

Colladon, déviation de l'aiguille aimantée par l'électricité des nuages (Galvanometer als atmosphärisches Elektroskop). Ann. de Ch. et de Ph. 32. p. 62. Pogg. Ann. 8. p. 336.

Arago, Observations in Becquerel traité de l'électricité. 4. p. 93.

Becquerel et Breschet, ib. 4. p. 110. (abgeschossener Pfeil als Collector.)

Weekes, Journal in Transact. of the El. Soc., apparatus p. 41.

Plantamour, mémoire sur l'électricité atmosphérique Arch. de l'élect. 1. p. 560.

2. Theorien.

Volta, meteorologische Briefe und Opera I. (durch Verdampfung.)

Sanssure, voyages dans Alpes II. §. 805.

Erman, kritische Beiträge zur atmosphärischen Elektrometrie. Gilb. Ann. 15. p. 385.

Erman, über den wechselseitigen Einfluss des Elektricität und Wärmethätigkeit. Abh. der Berl. Akad. 1819. p. 123. (gegen Volta.)

Erman, über eine eigenthümliche reciproke Wirkung der zwei entgegengesetzten elektrischen Thätigkeiten. ib. 1818. p. 351

Pouillet, mémoire sur l'électricité des fluides élastiques et une des causes de l'électricité de l'atmosphère. Ann. de Ch. et de Ph. 35. p. 401. Pogg. Ann. 11. p. 417.

Pouillet, sur l'électricité qui se développe dans les actions chimiques et sur l'origine de l'électricité de l'atmosphère. ib. 36. p. 5. Pogg. Ann. 11. p. 442.

Peltier, recherches sur la cause des phénomènes électriques de l'atmosphère et sur les moyens d'en receuillir la manifestation. Ann. de Ch. et de Ph. 1842. 4. p. 385.

Gewittererscheinungen.

Hartmann, von der Verwandschaft und Aehnlichkeit der elektrischen Kraft mit den erschrecklichen Lufterscheinungen. Hannover 1759. 8.

Bertholon, de l'électricité des météores. Paris. 2. vol. 1787. über 1792. 8. 2 vol. Leipzig.

Poncelet, la nature dans la formation du tonnerre. Paris 8. 1766.

Maffei, della formazione dei fulmini. Verona 1747. 4.

Barberet, dissertation sur le rapport qui existe entre les phénomènes du tonnerre et ceux de l'électricité. Bourd. 1750. 4.

Gardini, de influxu electricitatis atmosphaerici.

Winkler, Abhandlung von dem elektrischen Ursprug des Wetterleuchtens. 1746.

Mylius, on extracting electricity from clouds. Ph. Tr. 1752. p. 559.

Watson, a letter concerning the electrical experiments made in England upon thunderclouds. Ph. Tr. 1752. p. 567.

Delue, über die Schwierigkeiten in der Meteorologie. Gren. Journ. 4. p. 277.

de Romas, mémoire ou après avoir donné un moyen aisé pour élever fort haut et à peu de frais un corps électrisable isolé, un cerf volant, on rapporte des observations frappantes, qui

prouvent qne plns le corps est élevé au dessus de la terre, plus le feu de l'électricité est abondant. Mém. prés. 2. p. 339. 4. p. 514.

Prince de Galitzin, observations sur l'électricité naturelle par le moyen d'un cerf-volaot. Act. Acad. Petr. 1778. p. 2. h. 76.

Franklin, letter concerning an electrical kite. Ph. Tr. 47. p. 565.

Linlng, answer to several queries concerning his experiment of elcctricity with a kite. Ph. Tr. 48. p. 757.

Zandeteschi, della polarizatiooe dei conduttori isolati e di un nnovo apparachio per esplorare l'elettricita atmosferica chiamato elettro magoctometro. Milan 1837. 8.

Ettrick, on a new isolator for atmospheric electric apparatus. Sturg. Ann. 1. p. 378.

Sturgeon, Lond. and Ediob. Phil. Mag. 5. p. 418.

Dove, über die Discontiouität der Blitze. Pogg. Ann, 35. p. 379.

Faraday, über einige vermeiotliche Formen des Blitzes. Lond. and Ed. Ph. Mag. 19. p. 104. Pogg. Ann. 54. p. 98.

Fnsinieri, mémoire sur le transport des snbstances pondérables par la foudre. Bibl. univ. 48. p. 371. 49. p. 1.

Magnetisirende Wirknngen des Blitzes.

Franklin, letters on electricity. p. 90.

Franklin, on the effect of lightniog. Ph. Tr. 1751. p. 289.

Beccaria, letter del elettricismo p. 252. 262.

Dod, an account of an extraordinary effect of lightning in communicating magnetism. Ph. Tr. 39. p. 74.

Fargeau, note sur une chute de la foudre qui a produit des effets magnétiques remarquables. Compt. rend. 7. Aout 1843.

Brcmond, an account of a file rendcred magnctical by lightning. Ph. Tr. 41. p. 614.

Waddel, on the effect of lightning in destroying the polarity of the mariners compass, with some remarks by Knight. Ph. Tr. 1749. p. 111.

Chemische Wirkungen der atmosphär. Elektricität.

Barry, on the chemical action of atmospheric electricity. Ph. Tr. 1831. p. 195. Pogg. Ann. 27. p. 478.

Bonijol, biblioth. univ. Oct. 1831. p. 213.

Blitzröhren.

Hermann, Maslographia. Brieg. 1711.

Fiedler, über Blitzröhren nnd ihre Entstehnng. Gilb. Ann. 55. p. 121., 61. p. 235., 68. p. 209., 71. p. 301., 74. p. 213.

Hagen, Bericht von der Bildung einer Blitzröhre durch den Blitz zn Rauschen in Ostpreussen. Gilb. Ann. 74. p. 325.

Irton, Ausgrabung von Blitzröhren zu Drigg in Irland. ib. 74. p. 218.

Pfaff, beobachtete Entstehung einer Blitzröhre durch den Blitz. ib. 72. p. 111.

Savart, Hachette et Beudant. Pogg. Ann. 13. p. 117. (künstliche Nachbildung derselben.)

Ribbentrop, über die Blitzröhren oder Fulguriten und besonders über das Vorkommen derselben am Regensteine bei Blankenburg. Brannschweig 1830. 8. 46. S.

Blitzröhren in der Sahara gefunden. Poggendorff Annal. 10. p. 483.

Blitzableitnng.

Franklin, sur le tonnere et snr la méthode que l'on employe communément aujourdhni en Amérique, pour garantir les hommes et les batimens de ses effects desastreux. Oeuvres 1. p. 250. 1767.

Lind, maison d'éprenve dn petit tonnerre. ib. 1. p. 302.

Watson, some snggestions concerning the preventing the mischiefs which happen to ships and their masts by lightning. Ph. Tr. 52. p. 629.; 54. p. 201.

Wilson, considerations to prevent lightning from doing mischief to great works, high buildings and large magazines. Ph. Tr. 54. p. 247. 1773. p. 49. 1779. p. 160.

Nairne, experiments in electricity, being an attemp to shew the advantage of elevated conductors. Ph. Tr. 1778. p. 823.

Lord Mahon, principes de l'électricité. 19 partie p. 180.

Mémoires sur les verges on barres métalliques destinées à garantir les édifices des effets de la foudre. Mém. de Par. 1770. p. 63.

Winkler, programma de avertendi fulminis artificio. Leipzig 1753. 4.

Toderini, filosofia Frankliana delle punte preservatrici dal fulmine. Modena 1770, 6. 65 S.

Toaldo, dei conduttori per preservare gli edifizi da fulmini. Venez. 1778. 4. 104 S.

Reimarus, vom Blitze. Hamburg 1778. 8. 678 S.

Reimarus, Ausführliche Vorschriften zur Blitzableitung. Hamburg 1794. 8. 386 S.

Landriani, dell' utilita die conduttori elettrici. Milano 1785. 4. übers. Wien 1785. 8.

Guden, von der Sicherung wider die Donnerstrahlen. Wien 1774.

Hemmer, Anleitung Wetterableiter an allen Gattungen von Gebäuden auf die sicherste Art anzulegen. Offenbach 1786. 8.

Boeckmann, über die Blitzableiter. Karlsruhe 1791. 8.

Lutz, Unterricht vom Blitze und Wetterableitern. 1783. 8.

Lutz, Lehrbuch der theoretischen und praktischen Blitzableitungslehre bearb. v. Gütle. 1804. 8. 2 vol.

Gross, Grundsätze der Blitzableitungskunst. Leipzig 1796.

Achard, Kurze Anleitung ländliche Gebäude vor Gewitterschäden sicher zu stellen. Berlin 1798.

Gütle, neue Erfahrungen über die beste Art Blitzableiter anzulegen. Nürnb. 1812.

v. Hauch, von der Luftelektricität besonders mit Anwendung auf Gewitterableiter. Kopenhagen 1800.

Gily und Eytelwein, kurze Anleitung auf welche Art Blitzableiter an den Gebäuden anzulegen sind. Berlin 1802. 8.

Bodde, Grundzüge zu der Theorie der Blitzableiter. Münster 1804. 8.

v. Unterberger, nützliche Anmerkungen von den Wirkungen der Elektricität und Gewittermaterie. Wien 1811. 8.

v. Imhof, theoretisch praktische Anweisung zur Anlegung zweckmässiger Blitzableiter. Münch. 1816. 8.

A report of the Committee (Cavendish, Watson, Franklin) appointed to consider of a method for securing the powder magazine at Purfleet street from lightning. Ph. Tr. 1773. p. 42.

Gay-Lussac, Instruction sur les paratonners. Ann. de Ch. et de Ph. 26. p. 258. Pogg. Ann. 1. p. 403.

Murray, treatise on atmospheric electricity, including observations on lightning-rods and paragrêles. London 1828. 8., traduit par Riffault. Paris 1831.

Preibach, über Blitzableiter, deren Nutzbarkeit nnd Anlegung. Leipz. 1830. 46. S. 8.

Report of the Committee apppointed by the admirality to examine the plans of lightning conductors. Stnrg. Ann. 5. p. 1.

Sturgeon, on marine lightning conductors. ib. 4. p. 164.

Roberts, on lightning conductors particularly as applied to vessels. ib. 1. p. 468. 2. p. 241.

Harris, observations on the effect of lightning on floating bodies, with an account of a new method of applying fixed and continuous condnctors of electricity to the masts of ships. London 1823. 8.

Harris, on the ntility of fixing lightning condnctors in ships. Plymouth 1830. 8.

Harris, on lightning conductors and on certain principles in electric science Stnrg. Ann. 4. p. 310. Phil. Mag. 16. p. 116. 404., 17. p. 370. 452., 18. p. 51.

Sturgeon, an analysis of Mr. Harris investigation of Stnrgeons 4 memoir. Ann. of El. 4. p. 414.

Harris, on the conrse of electrical discharge and on the effects of lightning on certain ships. ib. 5. p. 41. 4. p. 484.

Sturgeon, letter to Snow Harris on marine lightning conductors. ib. 4. p. 322. 496., 5. p. 53. 220.

Arago, sur le tonnerre. 410 S.

Tetens, über die beste Sicherung seiner Person bei einem Gewitter. Bützow 1774. 8.

Lichtenberg, Verhaltungsregeln bei nahen Donnerwettern. 1778. 8.

Gütle, allgemeine Sicherheitsregeln für Jedermann bei Gewittern. Merseburg 1805.

Hemmer, der Rathgeber, wie man sich vor Gewittern in nnbewaffneten Gebäuden verwahren soll. Mannheim 1809. 8.

Analogie elektrischer und magnetischer Erscheinungen vor Entdeckung des Elektromagnetismus.

van Swinden, recneil de mémoires sur l'analogie de l'électricité et du magnétisme. Haag 1784. 3 vol. 8. (van Swinden.

Steiglehner, Hübner.) Neue Abhandl. der Bairisch. Akademie II. p. 1. 227. 351.

Aepinus, sermo academicus de similitudine electricitatis et magnetismi. Petrop. 1760.

Aepinus, similitudinis offectuum vis magneticae et electricae novum specimen. Nov. Com. Acad. Petr. 10. p. 296.

Cigna, dissertatio de analogia electricitatis et magnetismi. Misc. Soc. Taur. 1. p. 43.

Beraut, dissertation sur le rapport, qui se trouve entre la cause des effets de l'aimant et celle des phénomènes de l'électricité. Prix de l'Acad. de Bourd. T. 2.

Wilcke, Abhandlung von Erregung der magnetischen Kraft durch die Elektricität. Schwed. Abh. 1766. p. 306.

Ritter, System der elektrischen Körper. p. 379.

Erman, Beiträge über elektrisch-geographische Polarität, permanente elektrische Ladung und magnetisch chemische Wirkungen. Gilb. Ann. 26. p. 1. 121.

Yelin, über Elektricität und Magnetismus als identische Urkräfte. München 1818.

Magnetismus.

Allgemeine Werke.

Falconer, dissertation historique et critique sur ce que les anciens ont cru de l'aimant. Mém. de l'Acad. des Inscript. 4. p. 613.

Peregrinus, de magnete, seu rota perpetui motus. Augsb. 1558. 4.

Gilbert, tractatus sive physiologia nova de magnete magneticisque corporibus et magno magnete tellure sex libris comprehensus. London 1600.

Ridley, a short treatise of magnetical bodies and motions. London 1613. 4.

Lientaud, magnetologia. Lugd 1668. 4.

Cabaeus, philosophia magnetica f. Ferrara 1629.

Kircher, magnes sive de arte magnetica opus tripartitum. Coeln. 1643. 2 ed. 4.

Scarella, de magnete. 2 vol. 4. Brescia 1759.

Esperienze intorno alla calamita. Saggi di Acad. del Cimento 1667. p. 207. ed Muschenbroek 2. p. 74.

Lanzoni, de magnetis virtute non interrupta ab alii succo. Misc. Acad. Nat. Curios. 1694. p. 60.

du Fay, mémoires sur l'aimant. Mém. de Paris 1728. p. 355. 1730. p. 142., 1831. p. 417.

du Fay, Anmerkungen über verschiedene mit dem Magnet angestellte Versuche. üb. Erfurt 1748. 8.

Pièces qui ont remporté la prix de l'Acad. de Paris en 1743 et 1746 sur la meilleure construction des boussoles et sur l'attraction de l'aimant avec le fer. Paris. 1748. 4. (Euler, Daniel und Johann Bernoulli, Dutour.)

Gantier, mémoire sur l'aimant. Mém. de la Soc. de Nancy. 2. p. 1.

Schwighard, ars magnetica.

Penrose, an essay on magnetism. London 1753. 8.

Eberhard, Versuch einer magnetischen Theorie. Leipz. 1720. 4.

Cooper, experimental magnetism. 1761. 8.

Muschenbroek, dissertatio physica experimentalis de magnete. 270 S. 4. in: Dissertationes. Wien 1756.

Rinman, Geschichte des Eisens. übers. v. Georgi.

Franklin, queries and conjectures relating to magnetism and the theory of the eath. Trans. of the Americ. Soc. 3. p. 10.

Kirwan, thoughts on magnetism. Irish. Transact. 6. p. 177. Gilb. Ann. 6. p. 391.

Brugmann, tentamina philosophica de materia magnetica ejusque actione in ferrum et magnetem. Franeker 1765. 4. übers. v. Eschenbach. Leipzig 1784. 8. 307 S.

Brugmann, magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes. Leyden 1778. 4. übers. v. Eschenbach 1781. 8. 167 S.

Adams, an essay on magnetism. London 1753. 4. übers. Leipzig 1785.

Lacam, thougts on magnetism. 8.

Prevost, de l'origine des forces magnétiques. Genf 1788. übers. Halle 1794. 8.

Hauy, exposition de la théorie de l'électricité et du magnétisme d'après les principes de Mr. Aepinus. übers. v. Murhardt. Altenburg 1801.

Roucher-Deratte, traité sur l'électricité le galvanisme, le magnétisme etc. 1803. 8.

v. Löwenörn, über den Magnet ein Beitrag zur Erklärung der Magnetnadel. Kopenhagen 1802.

Cavallo, treatise on magnetism in theory and practice with original experiments. London 1787. 8. übers. Leipz. 1788. 8.

Robison, Mechanical Philosophy.

Barlow, an essay on magnetic attractions. London 1823. 2 ed.

Becker, der mineralische Magnetismus und seine Anwendung in der Heilkunst. Mühlhausen 1729. 8. 202 S.

Peytavin, essai sur la constitution physique des fluides élastiques et magnétiques. Paris 1830. 8.

Barlow, Magnetism. Art. d. Encyclop. Metropol.

Roget, Magnetism. Library of the Soc. for the diff. of usef. Knowl. 8. 96 S.

Brewster, a treatise on magnetism. Edinb. 1837. 8. 365 S.

Becquerel, Traité de l'électricité et du magnetisme. Paris 7 vol. seit 1834.

Theorien.

Descartes, Principia philosophiae. 4. §. 133. (schraubenförmige Ströme vom Nordpol zum Südpol.)

Dalancé, Traité de l'aimant. Liège 1691. 4. und Acta Erudit. 1687. Aug. p. 424. (Canäle mit Klappen.)

du Fay, observations sur quelques expériences sur l'aimant. Mém. de Paris 1728. p. 355.

du Tour, discours sur l'aimant. Pièces de Prix de l'Acad. de Par. 5. 11. p. 49.

du Tour, observation sur le tourbillon magnétique. Mém. prés. 3. p. 233.

Daniel et Johann Bernoulli, nouveaux principes de mecanique et de physique tendant à expliquer la nature et les propriétés de l'aimant. Pièces de prix de l'Acad. de Par. 5. 12. p. 115.

Euler, dissertatio de magnete. ib. 5. 11. und Opusc. 3. 1744.

Wilcke, Tal om magneten. Stockholm 1764. 8. u. Schwed. Abh. 1766. p. 326. (zwei magnetische Materie.)

Aepinus, tentamen theoriae electricitatis et magnetismi. 1759. 4. 390 S. (eine einzige magnetische Materie.)

van Swinden, tentamina theoriae mathematicae de phaenomenis magneticis. Franck. 4.

Kratzenstein, Lichtenb. Magaz. 1. 4. p. 132. (schwingende Bewegung der megnetischen Materie.)

Gabler, theoria magnetis. Ingolst. 1781. 8. (Magnetisiren ist Anordnen polarisirter Theilchen.)

Rittenhouse, account of some experiments on magnetism. Americ. Transact. 2. p. 178.

Coulomb, Mémoires 1. 2, 7. sur l'électricité et le magnétisme. 1785. p. 569. 578., 1789. p. 455.

Coulomb, mémoire sur le magnétisme. de la Metherie observ. sur la physique 43. p. 249. Gren. neues Journ. d. Ph. 2. p. 298.

Gay Lussac, Biut Traité de phys. 3. p. 8. (Magnetisiren bringt keine Volumenveränderung des Eisens hervor.)

Poisson, mémoire sur la théorie du magnétisme. Mém. de l'Acad. 1821. 22. p. 247. 448. (Théorie des fluides non transportables.)

Poisson, extrait d'un mémoire sur la théorie du magnétisme. Ann. de Ch. et de Ph. 25. p. 113.

Ampère, mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mém. de Par. 1823. p. 175.

Eschenmayer, Versuch die Gesetze magnetischer Erscheinungen aus Sätzen der Naturmetaphysik mithin a priori zu entwickeln. Tübing. 1798. 8.

Weinhold, physikalische Versuche über den Magnetismus als scheinbaren Gegensatz des elektrochemischen Processes der Natur. Meissen 1819. 8.

Abnahme der magnetischen Kraft mit der Entfernung.

Hawksbee, an account of experiments concerning the proportion of the power of the loadstone at different distances. Ph. Tr. 1712. p. 506.

Taylor, account of an experiment in order to discover the law of the magnetical attraction. Ph. Tr. 1715. p. 294.

Muschenbroek, dissertatio de magnete u. Phil. Trans. 1725. p. 370.

Kraft, de viribus attractionis magneticae experimenta. Comm. Acad. Petrop. 12. p. 276.

Tob. Mayer, Gött. gel. Anzeig. 1760.

Lambert, analyse de quelques expériences faites sur l'aimant. Mém. de Berlin 1766. p. 22.

Lüdecke, de attractionis magnetum naturalium quantitate. Witt. 1779.

della Bella, Memoria 1. 2. sobre a forza magnetica. Mem. de Lisboa 1. p. 85. 116.

Coulomb, mémoire ou l'on détermine suivant quelles loix le

fluide magnétique ainsi que le fluide électrique agissent soit par repulsion, soit par attraction. Mém. de Paris 1785. p. 569. 578.

Bidone, magnetische Bonssole. Gilb. Ann. 64. p. 374. Mém. de Turin 1811.

Hansteen, Untersuchungen über den Magnetismus der Erde. p. 119.

Harris, experimental inquiries concerning the laws of magnetic forces. Edinb. Trans. v. XI. Edinb. Journ. of Sc. new Ser. 3. p. 35.

Gauss, intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. Gott. 1833.

Gauss, allgemeine Lehrsätze in Beziehung auf die im verkehrten Verhältniss des Quadrates der Entfernung wirkenden Anziehungs- und Abstossungskräfte. Res. des magn. Vereins 1839. p. 50. (Anstatt einer beliebig gegebenen Vertheilung der magnetischen Flüssigkeiten innerhalb eines von einer geschlossenen Fläche begrenzten Raumes lässt sich eine Vertheilung derselben auf der Fläche selbst substituiren, deren Wirkung für alle Punkte des äussern Raumes dieselbe ist als die Wirkung jener.)

Besondere Fälle.

Blondeau, mémoire sur l'effet des aiguilles aimantées placées l'une au dessus de l'autre. Mém. de Brest. 1. p. 385.

Blondeau, mémoire sur l'effet de deux aiguilles aimantées, l'une sur l'autre, lorsque librement suspendues elles se trouvent dans leur sphère d'activité reciproque, a peu près dans le même plan horizontal. ib. 1. p. 401.

Gauss, Vorschriften zur Berechnung der magnetischen Wirkung, welche ein Magnetstab in die Ferne ausübt. Result. d. magn. Ver. 1840. p. 26.

Lloyd, on the mutual action of permanent magnets considered chiefly in reference to their best relative position in an observatory. Irish. Trans. 19. p. I. II.

Gauss, über ein Mittel, die Beobachtung von Ablenkungen zu erleichtern. Res. de magn. Ver. 1839. p. 52.

Magnetische Figuren.

du Tour, sur les différences qu'apportent les secousses données à

un carton sur lequel on étend de la limaille de fer à l'arrangement de cette limaille presentée à la pierre d'aimant. Mém. prés. 1. p. 375.

Bazin, descriptions des conrant magnétiques dessinés d'après nature en 15. planches. Strasburg 1753. 4.

Muschenbroek, dissertatio de magnete. Exper. 71 seq.

Lambert, sur la courbure du courant magnétique. Mém. de Berl. 1766. p. 49.

Robison, mechanical philosophy. 4. p. 350.

Leslie, geometrical analysis.

Roget, on the geometric properties of the magnetic curve with an account of an instrument for its mechanical description. Roy. Inst. 1831. p. 311.

Horner. Art. Magnetismus des neuen Gehl. Wört. p. 824.

Haldat, recherches sur la force coercitive des aimants et les figures magnétiques. Ann. de Ch. et de Ph. 42. p. 33.

Haldat, recherches sur les forces attractives et repulsives des aimants. Mém. de l'Acad. de Nancy 1839.

Wirkung des Magnets durch andere Substanzen hindurch.

Muschenbroek, dissertatio de magnete. p. 64.

Harris, on the influence of screens in aresting the progress of magnetic action. Ph. Tr. 1831. p. 497.

Haldat, recherches sur l'incoercibilité du fluide magnétique. Mém. de l'Acad. de Nancy 1830.

Scoresby, Jameson Edinb. new phil. Journ. 1832. No. 24. p. 319 (Bestimmung der Mauerndicke durch die Ablenkung der Magnetnadel.)

Wirkung eiserner Hüllen.

Scaramella, neue Gehler C. p. 196.

Jennings, insulating compass. Encycl. Metrop. 1. p. 765.

Dove, Untersuchungen über Inductionselektricität p. 31.

Natürliche Magnete.

Hauy, observations sur les aimants naturels. Soc. Philom. Ann. 5 p. 34.

Hermelin, über das Verhalten des Magnets in Gruben. Schwed. Abh. 1767. p. 329.

Leonhard, Handbuch der Oryktognosie. 1825. p. 83.

Natürliche Magnete grosser Kraft. Pogg. Ann. 24. p. 639.

Analysen von Berzelius. Pogg. Ann. 23. p. 346., von Kobell 23. p. 347.

Magnetismus der Lage.

J. C., a paper about magnetism, concerning the changing and fixing the polarity of a piece of iron. Ph. Tr. 1694. p. 257. (bei glühendem Eisen stärker als bei kaltem.)

Grimaldi, traité de la lumière.

Savery, magnetical observations and experiments. Ph. Tr. 1730. p. 295.

Lenwenhoek, observations on the magnetic quality acquired by iron upon standing a long time in the same posture. Ph. Tr. 33. p. 72.

Marcel, an abstract of a letter concerning a way to communicate the magnetical virtue to iron and steel without the help of any loadstone whatsoever. Ph. Tr. 1732. p. 294.

a Hire, nouvelles remarques sur l'aiman et sur les aiguilles aimantées. Mém. de Par. 1705. p. 97.

u Fay, Suite des observations sur l'aimant. Mém. de Paris 1730. p. 142.

epinus, dissertatio de experimento quodam magnetico a du Fay descripto, Nov. Com. Acad. Petr. 9. p. 326. 340.

anton, a method of making artificial magnets without the use of natural ones. Ph. Tr. 1751. p. 31.

rnllard, dissertation sur une nouvelle manière de faire les aimants artificielles d'une très grande force, sans le secour de l'aimant naturel. Mém. de Dijon 1. p. 66.

ichmann, de virtute magnetica absque magnete communicata experimenta. Nov. Com. Acad. Petr. 4. p. 235.

oenitz, Worauf beruht das Magnetischwerden des Eisens bei mechanischer Behandlung und bei dem Ablöschen desselben. Gilb. Ann. 67. p. 319.

allermont, description de l'aimant, qui s'est trouvé dans le clocher neuf de Notre Dame de Chartres et expériences à faire sur la formation de l'aimant. Mém. de Paris 10. p. 731.

Heller, entdeckte Veränderungen des von der Erde im Eisen durch Vertheilung hervorgerufenen Magnetismus in ihrem Zusammenhange mit den Ständen der Sonne und des Mondes. Bericht der Münch. Akad. 1809. 4. p. 59.

Erman, Bemerkungen über das Verhältniss des unmagnetischen Eisens zur tellurischen Polarität. Abh. der Berl. Akad. 1811 p. 134.

Leconnt, description of the changeable magnetic properties possessed by all iron bodies. London 1820.

Scoresby, description of a magnetimeter being a new instrument for measuring magnetic attractions and finding the dip of the needle. Edinb. Ph. Journ. 1821. 4. p. 360. Gilb. Ann. 68 p. 260.

Scoresby, experiments and observations on the developement of magnetical properties in steel and iron by percussion. Ph. Tr. 1820. p. 241.

Baden Powell, an account of some experiments on the communication of magnetism to iron in different positions. Ann of Phil. 1822. 3. p. 92. Gilb. Ann. 73. p. 245.

Barlow, on magnetic attractions. 2 edit.

Secundäre Wirkungen.

Barlow, Versuche und Sätze über den Magnetismus des Eisens Gilb. Ann. 73. p. 1. Edinb. Phil. Jorn. 1. p. 344. (eine massive und hohle Kugel von gleicher Wirkung.)

Barlow, on the secondary deflection produced in a magnetic needle by an iron shell, in concequence of an unequal distribution of its magnetism. Ph. Tr. 1827. p. 276.

Schmidt, prüfende Untersuchungen über die von Hr. Barlow aufgefundenen Gesetze, nach welchen weiches Eisen auf Magnetnadel wirkt. Gilb. Ann. 74. p. 225.

Christie, on the laws of the deviation ot magnetized needles towards iron. Ph. Tr. 1828. p. 325.

Poisson, théorie du magnétisme. Mém. de Par. 1821. 22.

Induction durch Magnetismus der Lage.

Faraday, Experimental Researches. Sec. Series.

Weber, Magnetismus des Eisens durch die Erde. Res. des naturf. Ver. 1841. p. 85.

Lloyd, account of the magnetical observatory of Dublin and of the instruments and methods of observation employed there. Dublin 1842. 54 S. 4.

Santi Linari et Palmieri, sur les courants d'induction provenant de l'action de la terre. Compt. rend. 16. p. 1442. Pogg. Ann. 59. p. 641.

Erregung im Stahl.

Réaumur, expériences qui montrent avec quelle facilité le fer et l'acier s'aimantent, même sans toucher l'aimant. Mém. de Paris 1723. p. 81.

van der Steege, Bericht van de proefnemingen met den door kunst gemackten magneet. Verhand. van het Batav. Gen. 1. p. 110.

Remarques sur les aimans artificiels de Basle. Act. Helv. 2. p. 264.

le Noble, Aimans artificiels d'une très grande force. Mém. de Par. 1772. p. 17.

Fuss, observations et expériences sur les aimants artificiels, principalement sur la meilleure manière de les faire. Act. Acad. Petr. 1778. p. 35.

Rivière, traité sur les aimants artificiels. Paris 1752. 12.

Lalande, observations sur les nouvelles méthodes d'aimanter. Mém. de Paris 1761. p. 211.

Nebel, dissertatio de magnete artificiali. Ultraj. 1756. 4.

Savery, magnetical observations and experiments. Ph. Tr. 1730. p. 410.

Michell, Treatise on artificial magnets. London 1750. 8. (Doppelstrich von der Mitte aus.)

Klingenstierna et Brander. de magnetismo artificiali. Stockholm 1752.

Antheaulme, dissertation sur les questions, quels sont les prerogatives des aimans artificiels par rapport aux naturels, quel est la meilleure méthode de les faire. Petersburg 1760. 4.

Forthergill, account of the magnetical machine contrived by the late Godwin Knigth. Ph. Tr. 1776. p. 591. (Einfacher Strich mit zwei dem Stabe parallelen Magneten von der Mitte aus.)

du Hamel, façon singulière d'aimanter un barreau d'acier au

moyen duquel on lui a communiqué une force magnétique quelque fois triple de celle, qu'il aurait si on l'ent aimanté à l'ordinaire. Mém. de Paris 1745. p. 181. (Die streichenden Magnete geneigt, einfacher Strich von der Mitte aus aber auf 2 Stäbe die durch Anker weichen Eisens verbunden sind.)

Conlomb, resultat des différentes méthodes employées pour donner aux lames et aux barreaux d'acier le plus grand magnétisme. Mém. de l'Inst. 6. p. 399. (Magnetische Batterie von Stäben vereint durch Ansatzstücke von weichem Eisen.)

Biot, précis élémentaire de physique. 2. p. 57. (Fuss von weichem Eisen.)

Kater, on the best kind of steel and form for compass needles. Ph. Tr. 1821. p. 104. (Vergleichung der verschiedenen Methoden.)

Aepinus, tentamen theoriae magnetismi. Petersb. 1759. (Duhamels Methode mit an die Stäbe quer angesetzten Magneten.)

Aepinus, descriptio artificii vires magnetum naturalium insigniter augendi. Act. Acad. Mog. t. 2. p. 255.

Quetelet, recherches sur les degrés successifs de force magnétique qu'une aiguille d'acier reçoit pendant les frictions multiples qui servent à l'aimanter. Ann. de Ch. et de Ph. 53. p. 248.

Barlow, an essay on magnetic attractions. London 1823. (Kreisstrich auf ein Rechteck von Stahlstäben angewendet.)

Sturgeon, on the distribution and retention of magnetic polarity in metallic bodies. Ph. Mag. 11. p. 270. 324. Lond. and Ph. Mag. 1. p. 31.

Aimé, note sur un nouveau procédé d'aimanter (glühender Stahlstab abgekühlt zwischen den Polen eines Elektromagneten).

Tremery, observations sur les aimants elliptiques. Soc. Philom. Ann. 5. p. 44.

Streichen der Hufeisen.

Aepinus, tentamen theoriae magnetismi. (Kreisstrich).

Fischer, praktische Anleitung zur vortheilhaften Verfertigung künstlicher Magnete. Heilbronn 1833.

Hoffer, über das Magnetisiren hufeisenförmiger und gerader Stahlstangen. Baumg. Journ. 2. p. 197. 360. u. 3. p. 198.

Mohr, über ein Verfahren kraftvolle Hufeisenmagnete durch Streichen zu bereiten. Pogg. Ann. 36. p. 542.

Böttger, passendste Form des Ankers eines Hufeisenmagnet. Beiträge zur Physik und Chemie p. 10.

Tragkraft der Hufeisenmagnete.

Cramer, Versuche über die anziehende und abstossende Kraft in verschiedenen Entfernungen und über ihr Verhältniss zur unmittelbaren Tragkraft der Magnete. Pogg. Ann. 52. p. 298.

Haecker, Versuche über das Tragvermögen hufeisenförmiger Magnete und über die Schwingungsdauer geradliniger Magnetstäbe. Pogg. Ann. 57. p. 321.

Baumgärtner, über den Einfluss der Gleichförmigkeit der Masse auf ihre Empfänglichkeit für Magnetismus. Baumg. Journ. 3. p. 66.

Transversalmagnete.

Prechtl, über die wahre Beschaffenheit des magnetischen Zustandes des Schliessungsdrathes in der Voltaschen Säule. Gilb. Ann. 67. p. 265.

Schmidt, Erscheinungen, welche die Prechtlschen Transversalmagnete zeigen und Entwickelung ihrer Gesetze. Gilb. Ann. 71. p. 399.

Magnete aus Eisenfeilicht.

Chevalier, observation sur la ronille des fer convertie en aimant. Mém. de Paris 1731. p. 20.

Wilson, account of Dr. Godwin Knight's method of making artificial loadstones. Ph. Tr. 1779. p. 51.

Seebeck, über die magnetische Polarisation verschiedener Metalle, Alliagen und Oxyde zwischen den Polen starker Magnete. Abh. der Berl. Akad. 1827. p. 147.

Haldat, recherches sur la force cöercitive et la polarité des aimants sans cohésion. Ann. de Ch. et Ph. 65.

Vertheilung des Magnetismus in einem geradlinigen Magnete.

Coulomb, Mémoire sur l'électricité et le magnétisme Mém. de Paris 1789. p. 468.

Biot, Traité de physique exp. et math. III. p. 70. (Gleichung der Intensitätscurve.)

Knpfer, recherches sur la distribution du magnétisme libre dans les barreaux aimantés. Ann. de Ch. et de Ph. 36. p. 50.

Steinhäuser, de magnetismo telluris. 1. p. 24.

Becquerel, sur des fils très fins de platine et d'acier et sur la distribution du magnétisme libre dans ces derniers. Ann. de Ch. et de Ph. 22. p. 113.

Veränderung dieser Vertheilung.

Brugmans, philosophische Versuche üb. die magn. Mat. p. 74. (Punkte der Indifferenz während des Streichens.)

van Swinden, Tentamina theor. math. de phaen. magn. Spec. 1. (Culminirende Punkte.)

Christie, on the laws of the deviation of magnetized needles towards iron. Ph. Tr. 1828. p. 325.

Erman, Erzeugung von Elektromagnetismus durch blosse Modification der Vertheilung der Polarität in einem unbewegten Magnet. Abh. d. Berl. Akad. 1832. p. 17.

Magnus, über die Wirkung des Ankers auf Elektromagnete und Stahlmagnete. Pogg. Ann. 38. p. 417.

Besondere Magnetisirungserscheinungen.

van Swinden, de paradoxo phaenomeno magnetico, magnetem fortius ferrum purum quam alium magnetem attrahere. Neue Abh. der Bair. Akad. Phil. 1. p. 351.

van Swinden, recueil de mémoires sur l'analogie de l'électricité et du magnétisme. Haag 1784. 3 vol. 8. (Anziehung gleichartiger Pole.)

Quetelet, correspondence mathematique (ein schnell rotirender Magnet wirkt wie eine Scheibe von weichem Eisen.)

Poggendorff, über einige Magnetisirungserscheinungen. Pogg. Ann. 45. p. 353.

Haldat, notice sur la vitesse avec laquelle s'exerce l'influence magnétique. Mém. de l'Acad. de Nancy 1838.

Poggendorff, experimenteller Beweis, dass ein elektrodynamischer Schraubendrath noch kein Magnet ist. Pogg. Ann. 52. p. 386.

Weber, Beweglichkeit des Magnetismus im weichen Eisen. Res. d. magn. Vereins 1838. p. 118.

Einfluss der Wärme.

Canton, an attempt to account for the regular diurnal variation of the horizontal magnetic needle. Phil. Tr. 1759. p. 398.

Saussure, voyayes dans les Alpes. 1. p. 378.

Hansteen, Pogg. Ann. 3. p. 236., 9. p. 161., 17. p. 404. 432.

Christie, on the effects of temperature on the intensity of magnetic forces. Ph. Tr. 1825. p. 1.

Erman, über die magnetischen Verhältnisse der Gegend von Berlin. Abh. d. Berl. Akad. 1828 p. 149. (Magneteisenstein verliert weniger als gestrichne Stahlstäbe.)

Knpfer, recherches relatives à l'influence de la temperature sur les forces magnétiques. Ann. de Ch. et de Ph. 30. p. 113.

Knpfer, recueil d'observations magnétiques faites à St. Petersbourg. Petersburg 1837. 4. p. 619.

Kupfer, note relative à l'influence de la température sur la force magnétique des barreaux. Bulletin de l'Acad. de St. Pétersb. 1843. 1. No. 11. (Boulat constant.)

Moser u. Riess, über den Einfluss der Wärme auf den Magnetismus. Pogg. Ann. 17 p. 403.

Weber, über den Einfluss der Temperatur auf den Stabmagnetismus. Result. des magn. Ver. 1837. p. 38.

Weber, Vorschlag die Variationen des Stabmagnetismus beim Bifilarmagnetometer unabhängig von der Kenntniss der Temperatur zu bestimmen. ib. 1840. p. 35.

Einfluss hoher Temperaturen.

Gilbert. de magnete III. p. 69. 124. ed. 1733.

J. C., a paper about magnetism. Pr. Tr. 1694. p. 257.

Scoresby, Edinb. Trans. 9. p. 254.

Barlow, on the anomalous magnetic action of hot iron between the white and blood red heat. Ph. Tr. 1822. p. 117. Gilb. Ann. 73. p. 229.

Seebeck, über eine von den Herrn Barlow und Bonycastle wahrgenommene anomale Anziehung der Magnetnadel durch glühendes Eisen. Abh. der Berl. Akad. 1827. p. 129.

Ritchie, experiments and observations on conduction. Ph. Tr. 1828. p. 373.
Conlomb, in Biot Traité de physique. 3. p. 106.

Magnetismus verschiedener Eisensorten.

Barlow, Ph. Tr. 1822. p. 117. Gilb. Ann. 73. p. 229.
Dove, über das Verhältniss des grauen und weissen Gusseisens zu Schmiedeeisen, hartem und weichem Stahl in Beziehung auf die durch dieselben hervorgebrachten Inductionserscheinungen. Bericht der Berl. Akad. 1839. p. 72.

Magnetismus des Nickel und Kobalt.

Bergmann, de Nicolo §. 4. Opuscula chemica. 2. p. 240., 3. p. 102.
Klapproth, Beiträge zur chemischen Kenntniss der Mineralkörper. 2. p. 142.
Ritter, über den Magnetismus des Eisens, Nickels, Kobalts und Chrominms. Gehlen neues Journ. 5. p. 393.
Seebeck, über eine Magnetnadel aus Kobalt und Magnetismus des Kobalts und Nickels. Gehlen Journ. 7. p. 208.
Chenevix, über den vorgeblichen Magnetismus des Nickels. Gilb. Ann. 11. p. 370. Nichols. Journ. 5. p. 287.
Landriani, über die magnetische Eigenschaft des Kobalt-Königs. Mayer Saml. ph. Aufs. d. Böm. Ges. 3. p. 388.
Döbereiner, Gilb. Ann. 67. p. 223.
Gay Lussac, in Poisson mémoire sur le magnétisme.
Wollaston, on the apparent magnetism of metallic titanium. Ph. Tr. 1803. p. 400.
Dove, Untersuchungen im Gebiete der Inductionselektricität. p. 22. 46.
Muschenbroek, experiments made on the Indian magnetic sand. Ph. Tr. 1734. p. 297.
Butterfield, on magnetical sand. ib. 1698. p. 336.
Mayer, über die magnetische Kraft des krystallisirten Eisensumpferzes. Böhm. Gesellsch. d. Wiss. 1788. p. 238.
Hauy, Verzeichniss der Mineralien, welche nach magnetischer Einwirkung Eisengehalt zeigen. Gilb. Ann. 63. p. 111.
Magnetkiess. Gilb. Ann. 25. p. 69. 82., 27. p. 58., 44. p. 91.

Magnetismus andrer Metalle.

Brugmans, de affinitatibus magneticis obs. acad. 1778. 4.

Quintine, dissertation sur le magnétisme des corps. Prix de l'Acad. de Bourdeaux T. 3.

Lehmann, de cupro et orichalco magnetico. Nov. Com. Acad. Petr. 12. p. 368.

Arderon, on the giving magnetism and polarity to brass. Ph. Tr. 1758. p. 774.

Cavallo, magnetical experiments and observations, to shew the properties of some metallic substances principally brass with respect to magnetism. Ph. Tr. 1786. p. 62., 1787. p. 6. Treatise on magnetism 1787. p. 283.

Ritter, einige Bemerkungen über die Cohäsion und über den Zusammenhang derselben mit dem Magnetismus. Gilb. Ann. 4. p. 15.

Coulomb, expériences qui prouvent que tous les corps obéissent à l'action magnétique, et que l'on peut mésurer l'influence de cette action sur les différentes espèces de corps. Journ. de phys. 54. p. 240. 367. 454. Gilb. Ann. 11. p. 367., 12. p. 194.

Coulomb u. Biot, über die Wirkung des Magnets auf alle Körper. Gilb. Ann. 64. p. 395.

Becquerel, sur les actions magnétiques exercées dans tous les corps par l'influence d'aimants très-énergiques. Ann. de Ch. et de Ph. 36. p. 337.

Lebaillif, bulletin universel. 8. p. 87.

Saigey, bull. univ. 9. p. 95.

Murray, om platinas magnetismus. Schwed. Abh. 1775. p. 350.

Goebel, magnetisches Platinerz. Schweigger Journ. 60. p. 415.

Muncke, neue magnetische Beobachtung am Messing. Pogg. Ann. 6. p. 361.

Seebeek, über die magnetische Polarisation verschiedener Metalle, Alliagen und Oxyde zwischen den Polen starker Magnetstäbe. Abh. d. Berl. Akad. 1827. p. 147.

Faraday, on the general magnetic relations and characters of the metals. Lond. and Ed. Ph. Mag. 14. p. 161. Pogg. Ann. 47. p. 218.

Pouillet, Elémens de physique. 3. ed. 1. p. 381.

Haldat, recherches sur la généralité de magnétisme, ou complement des expériences de Coulomb sur le même sujet. Mém. de l'Acad. de Nancy 1841.

Dove, über den Magnetismus der sogenannten unmagnetischen Metalle. Pogg. Ann. 54. p. 325.

Polarität von Gebirgsmassen.

v. Arnim, Uebersicht der magnetischen nicht metallischen Stoffe. Gilb. Ann. 5. p. 384.

v. Humboldt, über den polarisirenden Serpentinstein. Crell Chemische Annalen 1797. p. 100.

Hardt, über den polarisirenden Serpentin vom Haideberg bei Zelle im Baireuth'schen. Gilb. Ann. 44. p, 89.

v. Schlottheim, Schreiben über die Eigenschaft verschiedner Steinarten auf den Magnet zu wirken. Crell. Ch. An. 1797 p. 105.

Wächter, neue Beobachtungen über magnetische Granitfelsen auf dem Harz. Gilb. Ann. 5. p. 376.

Zimmermann, Gilb. Ann. 28. p. 483.

Jordan, Erklärung der magnetischen Erscheinungen am Harzer Granit. Gilb. Ann. 26. p. 256.

Nöggerath, über die magnetische Polarität zweier Basaltfelsen in der Nähe von Nürburg in der Eifel. Schweig. Journ. 52. p. 221.

Gillet, description d'un feldspath rougeatre du Hartz, ayant les propriétés de l'aimant. Soc. Phil. an 6. p. 51.

Magnetische Apparate.

Compass, Bnsso e.

Klapproth, lettre à Mr. de Humboldt sur l'invention de la boussole.

Davies, on the history of the invention of the mariners compass. Thomson british annual 1837. p. 246.

Friberg, dissertatio de pyxide nautica 1743. 4.

Hansteen, Magnetismus der Erde. Einl. p. 3.

Grimaldi, dissertazione sopra al primo inventore della bussola. Diss. del Acad. di Cortona 3. p. 195.

Trombelli, de acus nauticae inventore. Com. Bonon. 2. 3. p. 333.

Collina, de acus nauticae inventore. ib. 2. 3. p. 372.

Lous, tentamen experimentorum ad compassum perficiendum et unicuique usui tam nautico quam terrestri accommendando. Hafniae 1734. 4.

Knight, description of a mariners compass, contrived by him. Ph. Tr. 1750. p. 505.

Smeaton, account of some improvements of the mariners compass, in order to render the card and needle, proposed by Dr. Godwin Knight. Ph. Tr. 1750. p. 513.

Bouguer, traité de navigation 1753.

du Hamel, différens moyens pour perfectioner la boussole. Mém. de Paris 1750 p. 154.

Zeiher, acus nauticae novae descriptio. Nov. Com. Acad. Petr. 8. p. 284.

Report on M'Cullagh sea compass. London 1778.

Romans, on an improved sea compass. Amer. Trans. 2. p. 396.

Gilbert, M'Culloch, Preston and Alexander Stenercompass in Barlow Magnetism. Encycl. Metrop. 1, p. 764.

Kater, on the best kind of steel and form for compass needles. Ph. Tr. 1821. p. 104.

Azimuthal Compass.

Degault, sur un compas azimuthal à reflection. 8.

Gilbert, patent azimuthal compass. Barlow Magnetism Enc. Metrop. 1. p. 766.

Kater, azimuth compass. Brewster treatise on magn. p. 327.

Jones, Gilb. Ann. 54. p. 197. 312.

Sehmalkalder, Patent Boussole. Gilb. Ann. 49. p. 190., 54. p. 197.

Horner, eine kleine Verbesserung der Schmalkalder Bonssole. Gilb. Ann. 75. p. 206.

Beobachtungsmethoden der Declination auf dem Meere.

Querenenf, instrument pour trouver en mer la variation de l'aiguille aimantée. Macbin. approuv. par l'Ac. de Par. 7. p. 1. Mém. de Paris 1734. p. 105.

Radouay, remarques sur la navigation. 1727.

Godin, méthode d'observer la variation de l'aiguille aimanté en mer. Mém. de Par. 1734. p. 590.

Bonguer, de la méthode d'observer en mer la déclinaison de la bonssole. Pièce. de Prix 2. mém. 6.

Condamine, nouvelle manière d'observer en mer la déclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Par. 1733. p. 446., 1734 p. 597.

Middleton, the use of a new azimuth compass for finding the variation of the compass or magnetic needle at sea. Ph. Tr. 1738. p. 395.

Anfstellung der Magnetnadel.

Lana, Acta Erudit. 1686. p. 560. (Anfhängung an Seidenfäden)

Ingenhouss, on some new methods of suspending magnetical needles. Ph. Tr. 1779. p. 537.

Conlomb, recherches sur la meilleure manière de fabriquer les aiguilles aimantées, de les suspendre, de s'assurer qu'elles sont dans le veritable méridien magnétique, enfin de rendre raison de leur variations diurnes régulières. Mém. prés. 9. p. 165.

van Swinden, recherches sur les aiguilles aimantées et sur leurs variations singulières. ib. 8. p. 1.

Kotelnikow, de commoda acus declinatoriae suspensione. Nov. Com. Acad. Petr. 8. p. 304.

Declinatorium.

de la Hire, de la construction des boussoles dont on se sert pour observer la déclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Paris 1716. p. 7.

le Monnier, construction de la boussole, dont on a commencé à se servir en Aout. 1777. Mém. de Par. 1778. p. 66.

Stegmann, Beschreibung eines neuen Boussol-Instruments. Besch. d. Berl. Nat. Freunde. 4. p. 633.

Aepinus, descriptio aenum magneticarum noviter inventarum. Act. Acad. Mogunt. 2. p. 255.

Wilcke. Beschreibung eines neuen Abweichungs-Compasses, womit die Abweichung der Magnetnadel von Norden ohne Mittagslinie zu finden ist. Schwed. Abh. 1763. p. 154.

Zeiher, acus novae declinatoriae descriptio. Nov. Com. Acad. Petr. 7. p. 309.

Rumouski, methodus exactior declinationem acus magneticae observandi. Act. Acad. Petr. 1781. p. 191.

Brander, Beschreibung eines magnetischen Declinatorii und Inclinatorii. Augsb. 1779. 8.

Cassini, description d'une nouvelle boussole, propre à déterminer avec la plus grande précision la direction et la déclinaison absolne de l'aiguille aimantée. Mém. de l'Inst. V. p. 145.

Bidone, Mém. de Turin 1811. p. 141. Gilb. Ann. 64. p. 375.

Beanfoy, variation compass. Barlow Magnetism Encycl. Metrop. 1. p. 766. pl. 5.

Dollond, variation transit. Brewster treatise on magn. p. 334.

Poggendorff, ein Vorschlag zum Messen der magnetischen Abweichung. Pogg. Ann. 7. p. 121.

v. Riese, Bestimmung der Declination der Magnetnadel vermittelst eines Spiegels. Pogg. Ann. 9. p. 67.

Bessel, über den allgemeinen Gebrauch des Passageninstruments. Schumach. astron. Nachr. 6. p. 221.

Ganss, über die Anwendung des Magnetometers zur Bestimmung der absoluten Declination. Res. des magn. Ver. 1841. p. 1.

Weber, über die Reduction der Magnetometer Beobachtungen auf absolute Declination. ib. 1837. p. 104.

Declination magnetometer. Report of the Commit. of physics including meteorology. London 1840. p. 30.

Simonof, über eine neue Methode zur Bestimmung der absoluten Declination. Res. d. magn. Ver. 1841. p. 62.

Lamont, magnetischer Theodolit. Ann. für Meteorol. und Erdmagnetismus 1842. 2. p. 179.

Für tägliche Variation.

Conlomb, description d'une boussole, dont l'aiguille est suspendu par un fil de soie. Mém. de Par. 1785. p. 560.

Prony, Beschreibung und Gebrauch eines Instruments, womit sich die tägliche Variation und die Declination der Magnetnadel mit grosser Genauigkeit messen lassen. Journ. de Ph. 44. p. 474. Gilb. Ann. 26. p. 275.

Troughton, magnetisches Teleskop. Nichols. Journ. 1806. p. 179. Gilb. Ann. 24. p. 114.

Gambey, Pouillet élémens de physique I. pl. 11. fig. 266.

Dollond, diurnal variation instrument. Brewster treatise on magn. p. 335.

Vergrösserungsmethoden derselben.

Biot, sur les diverses amplitudes d'excursion, que les variati dinrnes peuvent acquerir, quand on les observe dans un s stème de corps aimantés réagissant les una sur les autr Ann. de Ch. et de Ph. 24. p. 140.

Barlow, observations and experiments on the daily variation the horizontal and dipping needle nnder a reduced direct power. Ph. Tr. 1823. p. 326.

Christie, on the dinrnal deviation of the horizontal need when nnder the inflnence of magnets. Ph. Tr. 1823. p. 3

Moser, über eine Methode die Variationen in der Richtung d tellnrisch-magnetischen Kraft zu messen, und über einige A wendungen derselben. Pogg. Ann. 20. p. 431.

Apparate znr Nachweisnng des Magnetismns schwac magnetischer Snbstanzen.

Brugmans, über die Verwandschaft des Magn. (Schwimm auf Qnecksilber oder Wasser.)

Bennet, a new suspension of the magnetic needle, intended f the discovery of minnte qnantities of magnetic attraction. Ph Tr. 1792. p. 81.

Hany, Traité de minéralogie. u. Gilb. Ann. 63. p. 236.

Conlomb, Journal de phys. 54. p. 240.

Lebaillif, bulletin nniversel. 8. p. 87. (Sideroscop.)

Apparate znr Nentralisation des Erdmagnetismus

Doppelter Magnetismus v. Hany, Traité de minéralogie. 1. p. 2 Gilb. Ann. 63. p. 104.

Astatische Bussole v. Ampère, Gilb. Ann. 70. p. 243.

Doppelnadel, astatische, v. Ampère und Nobili, siehe Galvan meter.

Localattractionen nnd Compensation derselben.

Barlow, Methode die lokale Variation der Bussole zu corrigire Schweigger Journ. 42. p. 18. Gilb. Ann. 73. p. 1.

Poisson, mémoire sur les déviations de la boussole produites p le fer des vaisseaux. Ann. de Ch. et de Ph. 69. p. 5.

Airy, account of experiments on iron built ships, instituted f

the purpose of discovering a correction for the deviation of the compass produced by the iron of the ship. Ph. Tr. 1839. p. 167.

Sabine, on irregularities in the direction of the compass needles, caused by the attraction of the iron in ships. Ph. Tr. 1819. p. 112.

Barlow, on the errors of the course of vessels occasioned by local attraction. Ph. Tr. 1831. p. 215.

Barlow, on magnetic attractions. London 1823.

Horner, Art. Ablenkung d. n. Gehl. Wörterb.

Inclinatorium.

Hartmann, entdeckt die Neigung 1543. Repertorium II. p. 129.

Normann, the new attractive; containing a short discourse of the magnet or loadstone and among other his virtues, of a new discovered secret and subtil property, concerning the declination of the needle touched therewith under the plaine of the horizon. London 1596. 4. (erstes Inclinatorium 1576.)

Bnache, construction d'une nonvelle boussole, dont l'aiguille donne par une seule et même opération, l'inclinaison et la declinaison de l'aimant. Mém. de Paris 1732. p. 377.

Daniell Bernoulli, mémoire sur la manière de construire les bonssoles d'inclinaison pour faire avec le plus de précision qu'il est possible les observations de l'aignille aimantée, tant sur mer que sur terre. Pièces de Prix de l'Acad. de Par. 5. Mém. 8.

Nairne, experiments on two dipping needles, which dipping needles were made agreeable to a plan of Mr. Mitchell and executed for the board of longitude. Ph. Tr. 1772. p. 476.

Lorimer, description of a new dipping needle. Ph. Tr. 1775. p. 79.

Kraft, annotationes circa constructionem et usum acus inclinatoriae. Act. Acad. Petrop. 1778. 2. p. 170.

Lons, beskrifning over et nyt opfunden Söe-inklinationscompass, tillige med nogle anmärkninger over dette slagsinstrumenter. Skrift det Kiöbenh. Selsk. 12. p. 93.

Bugge, beskrivelse over et nyt inclinations-compass. ib. Nye Saml. 4. p. 472.

Mémoire sur les nouvelles aiguilles d'inclinaison faites à Basle par Dietrich. Act. Helv. 3. p. 233.

v. Hahn, Bemerkungen über die Neigungsnadel. Berl. nat. Fr. 10. p. 355.

Wilcke, von der Neigung der Magnetnadel nebst Beschreibung zweier Neigungscompasse. 1772. p. 285.

Borda's, v. Lenoir ausgeführt Gilb. Ann. 4. p. 449. Anmerk. n. allg. geogr. Epbemer. 1799. p. 146.

Gambey, in Lloyd, Magnetical observatory of Dublin. p. 23.

Robinson, Res. des magn. Ver. 1841. p. 10.

Beobachtungsmethoden der Neigung.

Euler, de observatione inclinationis magneticae dissertatio Pièces de prix de l'Acad. de Par. 5. mém. 9. p. 63.

Euler 2, théorie de l'inclinaison de l'aiguille magnétique, confirmée par des expériences. Mém. de Berl. 1755. p. 117.

la Caille, observations sur l'inclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Par. 1754. p. 111.

le Valois, observations sur l'inclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Paris 1786. p. 43.

Gauss, Beobachtungen der magnetischen Inclination zu *Göttingen*. Res. d. magn. Ver. 1841. p. 10.

Coulomb, nouvelle méthode de déterminer l'inclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de l'Inst. 1803. IV. p. 165.

Tobias Mayer, de usu accuratiori acus inclinatoriae magneticae. Comm. Soc. Gott. 3. p. 3.

Sabine, an account of experiments to determine the amount of the dip of the magnetic needle in London in August 1821 with remarks on the instruments which are usually employed in such determinations. Pb. Tr. 1822. p. 1.

Schmidt, über Mayers Methode den magnetischen Neigungscompass zu gebrauchen. Gilb. Ann. 63. p. 1.

Sartorius v. Waltershausen, das Oscillationsinclinatorium. Res. de magn. Ver. 1838. p. 58.

Weber, das Inductionsinclinatorium. Res. d. Gott. Ver. 1837. p. 81.

Lloyd, induction inclinometer. Magnetical Observatory of Dublin p. 43.

Intensitätsapparate.

Coulomb, détermination théorique et expérimentale des forces, qui ramènent différentes aiguilles aimantées à saturation à leur méridien magnétique. Mém. de l'Inst. 3. p. [redacted]

Hansteen, Beobachtungen über die Intensität d[redacted]magnetismus im nördlichen Europa. Pogg. Ann. 3. p. 225.

Gambey, Pouillet Élémens de physique. Tom. I. pl. 11. fig. 277. 278. 3 ed.

Poisson, solution d'un problème relatif au magnétisme terrestre (mesure de l'intensité de l'action magnétique de la terre, comparable pour tous les temps Connaissance des temps 1828. p. 322.

Moser, über die Messung der Intensität des tellurischen Magnetes. Pogg. Ann. 18. p. 226., 19. p. 161.

Christie, on improvements in the instruments and methods employed in determining the direction and intensity of the terrestrial magnetic force. Ph. Tr. 1833. p. 343.

Gauss, intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. Gott. 1833. 4. (Magnetometer.)

Gauss, Anleitung zur Bestimmung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel. Res. des magn. Ver. 1837. p. 58.

Weber. Bemerkungen über die Wahl der Magnetnadeln zu Magnetometern. ib. 1841. p. 79.

Gauss, über ein neues zunächst zur unmittelbaren Beobachtung der Veränderung in der Intensität des horizontalen Theils des Erdmagnetismus bestimmtes Instrument. Res. des magn. Ver. 1837. p. 1. (Bifilar Magnetometer.)

Gauss, Bemerkungen über die Einrichtung und den Gebrauch des Bifilar-Magnetometers. ib. 1837. p. 20.

Gauss, zur Bestimmung der Constanten des Bifilarmagnetometers. ib. 1840. p. 1.

Goldschmidt, über die Bestimmung der absoluten Intensität. ib. 1840. p. 122.

Weber, Beschreibung eines kleinen Apparats zur Messung des

Erdmagnetismus nach absolutem Maass für Reisende. Res 1836. p. 63.

Weber, das transportable Magnetometer. Res. 1838. p. 68

Lamont, über Bestimmung der Horizontal-Intensität des Erdmagnetismus nach absolutem Maass. 4.

Horizontal force magnetometer. Report. of the Comm. of Physics incled. meteorol. Lond. 1840. p. 23.

Vertical force magnetometer. ib. p. 31.

Lloyd, on the determination of the intensity of the earth's magnetic force in absolute measure.

Observatorien für den Magnetismus der Erde.

Weber, Bemerkungen über die Einrichtung magnetischer Observatorien und Beschreibung der darin aufzustellenden Instrumente. Res. 1836. p. 13.

Kreil, die magnetischen Apparate und ihre Aufstellung auf der K. K. Sternwarte zu Prag. Res. 1839. p. 91.

Lloyd, account of the magnetical observatory at Dublin and of the instruments and methods of observation employed there. Dublin 1842. 4. 54 S.

Lamont, über das magnetische Observatorium der K. Sternwarte bei München. München 1842. 4.

Darstellungen und Theorien des Erdmagnetismus.

Halley. theory of the variation of the magnetical compass. Ph. Tr. 1683. p. 208.

Halley, account of the cause of the change of the variation of the magnetical needle, with an hypothesis of the structure of the internal parts of the earth. Ph. Tr. 1692. p. 563.

Whiston, the longitude and latitude found by the inclinator or dipping needle, wherin the laws of magnetism are also discovered. London 1721. 8.

Mountain and Dodson, an account of the methods used to describe lines on Dr. Halley's chart of the terraqueous globe shewing the variation of the magnetic needle about the year 1756 in all the known seas. London 1758. 4.

Wilcke, Versuch einer magnetischen Neigungscharte. Schwed. Abh. 1768. p. 209.

Zegollström, theoria declinationis magneticae. Upsala 2755

le Mounier, remarqnes snr la carte Suedoise de l'inclinaison de l'aimant publiée à Stockholm. Mém. de Paris 1772. p. 461.
Bellin, carte des variations des la bonssole et des vents généranx, que l'on trouve dans les mers les plus frequentées. Paris 1765.
Fnnk, die nördliche und südliche Erdoberfläche auf die Ebene des Aequators projicirt. Leipzig 1781. (Neigungs- nnd Abweichungslinien.)
le Monnier, loix dn magnetisme pour indiquer les conrbes magnétiqnes comparées aux observations dans les différentes parties dn globe. Paris 1778. 8. 2 vol.
Dunn, magnetic atlas. London 1776.
Churchmann, the magnetic atlas or variation charts of the whole terraqueons globe; comprising a system of the variation and dip of the needle. London 1794.
Lorimer, a concise essay on magnetism, with an acconnt of the declination and inclination of the magnetic needle. London 1795. 4.
Burja, rapport sur un onvrage et une carte de Churchmann conecrnant la déclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Berl. 1790. h. p. 11.
Euler, recherches sur la déclinaison de l'aiguille aimantée. Mém. de Berl. 1757. p. 175.
uler, corrections nécessaires pour la théorie de la déclinaison aimantée. ib. 1766. p. 213.
ob. Mayer, Gött. Gel. Anz. 1760. p. 633., 1762. p. 377.
öwenörn, nogle tanker over magneten, tit at knnne forklare saavel magnet naalens variation som inclination. Dansk. Vid. Selsk. Sk. 2. p. 285.
teinhäuser, de magnetismo telluris commentationes mathematico physicae. Wittenb. 1806.
ollweide, Theorie der Abweichnng nnd Neigung der Magnetnadel. Gilb. Ann. 29. p. 1. 251., 70. p. 26.
Humboldt nnd Biot, über die Variationen des Magnetismus der Erde in verschiedenen Breiten. Jonrn. de phys. 49. p. 429., Gilb. Ann. 20. p. 257.
iot, Bericht über Morlet's Untersuchungen über den magnetischen Aequator und den Magnetismus der Erde. Gilb. Ann. 70. p. 1.

Quinet, théorie de l'aimant appliquée aux déclinaisons et inclinaisons de l'aiguille de boussole, et démontrée par la trigonométrie sphérique. Paris 1809. 4.

Quinet, exposé des variations magnétiques et atmosphériques. Paris 1826. 8.

Hansteen, Untersuchungen über den Magnetismus der Erde. Christiania 1819. 4. nebst einem Atlas und Gilb. Ann. 65. p. 313., 70. p. 36. 110., 71. p. 273.

Hansteen, zur Geschichte und Vertheidigung seiner Untersuchungen über den Magnetismus der Erde und kritische Bemerkungen über die hierher gehörigen Arbeiten von Biot und Morlet. Gilb. Ann. 75. p. 145.

Hansteen, Versuch einer magnetischen Neigungscharte nach den Beobachtungen auf der letzten englischen Nordpolexpedition unter Cap. Ross und Parry. Pogg. Ann. 4. p. 277.

Hansteen, Indynaminische Linien für die ganze magnetische Kraft. Pogg. Ann. 9. p. 49. 229., 28. p. 473. 578.

Barlow, on the present situation of the magnetic lines of equal variation and their changes on the terrestrial surface. Ph. Tr. 1833. p. 667.

Ross, on the position of the north magnetic pole. ib. 1834. p. 47.

Hansteen, einige von verschiedenen Beobachtern im nördlichen Europa angestellte magnetische Beobachtungen über Neigung und Intensität mit 3 Steindrucktafeln. Schumach. astron. Nach. 7. p. 17.

Quetelet, recherches sur l'intensité magnétique en Suisse et en Italie. Mém. de l'Acad. de Brux. VI. 1831.

Quetelet, second mémoire sur le magnétisme terrestre en Italie. ib. XIII. 1840.

Duperrey, über die gegenwärtige Lage des magnetischen Aequators. Pogg. Ann. 21. p. 151. Charte.

Horner, Inclinationscharte (neues Gehl. Wörterbuch B. 6.).

Moser, über die Erscheinungen des Magnetismus der Erde. Königsberger naturwissensch. Vorträge. 1834. p. 217.

Moser, Methode, die Lage und Kraft des veränderlichen Pols kennen zu lernen. Pogg. Ann. 28. p. 49. 273.

Moser, über den Magnetismus der Erde. Pogg. Ann. 34. p. 63. 271. Schum. astr. Nachr. 1834. No. 265. u. Rep. II. p. 21.

Erman 2, über die Gestalt der isogonischen, isoklinischen und isodynamischen Linien im Jahr 1829 und die Anwendbarkeit

dieser eingebildeten Curven auf die Theorie des Erdmagnetismus. Pogg. Ann. 21. p. 119.

Davies, geometrical investigations concerning the phenomena of terrestrial magnetism. Ph. Tr. 1835. p. 221., 1836. p. 75.

Sabine, report on the variation of magnetic intensity. Report 7. of the meeting of the British Association. (Charte für die ganze Intensität.)

Neumann, über eine neue Eigenschaft der Laplace'schen $y^{(n)}$ und ihre Anwendung zur analytischen Darstellung derjenigen Phaenomene, welche Functionen der geographischen Länge und Breite sind. Schumach. astron. Nachr. 15. p. 313.

Gauss, Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus. Res. d. magn. Ver. 1838. p. 1. 146.

Gauss u. Weber, Atlas des Erdmagnetismus nach den Elementen der Theorie entworfen. Leipzig 1840. 4.

Goldschmidt, Vergleichung magnetischer Beobachtungen mit den Elementen der Theorie. Res. de magn. Ver. 1840. p. 158. 1841. p. 109.

Report of the committee of physics including meteorology on the objects of scientific inquiry in those sciences. London 1840. 8. 120 S. 4 Charten.

Sabine and Lloyd, report on the magnetic isoclinal and isodynamic lines in the british islands. London 1839. 8. 196 S. 3 Chart.

Sabine, contributions to terrestrial magnetism. Ph. Tr. 1840. p. 129., 1841. p. 11., 1842. p. 9.

Bessel, über den Magnetismus der Erde. Schumach. astron. Jahrb. 1843. p. 117.

Morlet, recherches sur les lois du magnétisme terrestre. Compt. rend. 1836. 2. p. 148.

Ursache des Magnetismus der Erde.

Silbersehlag, systema inclinationis et declinationis utriusque acus magneticae. Mém. de Berl. 1786. p. 87.

Buffon, histoire naturelle des minéraux. Paris 1788. 5 vol.

Ampère, recueil d'observations électrodynamiques. Paris 1822.

Seebeck, über die magnetische Polarisation der Metalle durch Temperaturdifferenz. Abh. d. Berl. Ak. 1822.

Barlow, on the probable electric origin of the phenomena of terrestrial magnetism. Ph. Tr. 1831. p. 99.

Metcalf, a new theory of terrestrial magnetism. New-York 1833. 8.

Clarke, a treatise on the magnetism of the needle, the reason of its being north and south, its dipping and variation. London 1818. 8. Southwark 1825. 8.

James Barlow, a new theory accounting for the dip of the magnetic needle being an analysis of terrestrial magnetism. New-York 1835. 8.

Sammlungen von Beobachtungen.

(Ausser den bereits angeführten allgemeinen Werken.)

Mountain and Dodson, on the variation of the magnetic needle with a set of tables annexed which exhibit the results of upwards of fifty thousand observations. Ph. Tr. 1757 p. 329.

Buffon, histoire naturelle des minéraux. 1788. vol. 5.

Vanconver, Abweichungen und Neigungen. Bearb. v. Gilbert Ann. 30. p. 72—90.

d'Entrecasteaux u. Labillardière, Beob. bearb. v. Gilbert Ann. 30. p. 161—219.

La Peyronse, Beob. bearb. v. Gilbert. Ann. 32. p. 77—123.

Cook, Beob. bearb. v. Gilbert. Ann. 35. p. 206.

Freycinet, Beob. bearb. v. Gilbert. Ann. 70. p. 78.

v. Humboldt, Beobachtung der Intensität magnetischer Kräfte und der magnetischen Neigung angestellt in den Jahren 179[illegible] bis 1803 von 48° 50′ N. B. bei 12° S. B. und 3° 2′ O. L. bis 106° 22′ W. L. in Frankreich, Spanien, den canarischen Inseln, dem atlantischen Ocean und der Südsee. Pogg. Ann. 15. p. 336.

v. Humboldt u. Gay Lussac, über die Stärke und über die Neigung der magnetischen Kräfte in Frankreich, der Schweiz, Italien und Deutschland. Mém. d'Arcueil 1. p. 1. Gilb. Ann. 28. p. 257.

v. Humboldt, Inclinationsbeobachtungen in Russland. Pogg. Ann. 18. p. 355.

Dupperey, voyage de la Coquille. Physique. Paris 1826.

Sabine, an account of experiments to determine the figure of the earth by means of the pendulum. London 1825. Pogg. Ann. 6. p. 88.

Hansteen, Tafel über magnetische Inclination und Intensität. Pogg. Ann. 14. p. 376.

A. Erman, Reise um die Erde und Pogg. Ann. 16. p. 139., 17. p. 328., 21. p. 119., 23. p. 485., 39. p. 115., 37. p. 522.

Forbes, account of experiments on terrestrial magnetism made in different parts of Europe. Edinb. Trans. vol. 14. p. 1. u. 15. p. 27.

Bache and Courtenay, on the relative horizontal intensities of terrestrial magnetism at several places in the united states. Americ. Trans. V. p. 427. on the magnetic dip. ib. p. 209.

Rudberg, Intensitätsbeobachtungen. Pogg. Ann. 27. p. 5.

v. Waltershausen und Listing, Resultate aus in Italien angestellten Intensitätsmessungen. Res. des magn. Ver. 1840. p. 157.

Billingshausen, Abweichungen der Magnetnadel beobachtet in den Jahren 1819—1821. ib. 1839. p. 117.

Gleichzeitige Beobachtungssysteme besonders für tägliche Veränderungen.

Correspondirende Beobachtungen über die regelmässigen stündlichen Veränderungen und über die Perturbationen der magnetischen Abweichung im mittlern und östlichen Europa gesammelt und verglichen von Dove mit einem Vorwort von A. v. Humboldt. Pogg. Ann. 19. p. 357.

Kupfer, recueil d'observations magnétiques faites à St. Pétersbourg et sur d'autres points de l'empire de Russie. Pétersbourg 1837. 4. 717 S.

Gauss und Weber, Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins in den Jahren 1836—1841. 8. Leipzig. Jährlich.

Annuaire magnétique et météorologique du corps des ingenieurs des mines de Russie ou recueil d'observations magnétiques et météorologiques faites dans l'étendue de l'empire de Russie et publiées par ordre de l'empereur Nicolas I. et sous les auspices de Mr. le Comte Cancrine par Kupfer. gr. 4. 5 vol. seit 1836.

Lamont, Annalen der Meteorologie und des Erdmagnetismus. München 1842.

Quetelet, résumé des observations magnétiques et météorologiques faites à des époques déterminées. Mém. de Brux. XVI.

Tägliche Veränderungen der Abweichung.

Graham, observations made of the variation of the horizontal needle at London, in the latter part of the year 1722. Ph. Tr. 33. p. 96.

Celsius, Bemerkungen über der Magnetnadel stündliche Veränderungen in ihrer Abweichung. Schw. Abh. 1740. p. 45.

Hiorter, von der Magnetnadel verschiedenen Bewegungen. ib. 1747. p. 27.

Wileke, von den jährlichen und täglichen Bewegungen der Magnetnadel. ib. 1777. p. 259.

Cassini, de l'influence de l'équinoxe du printems et du solstice d'été sur la déclinaison et les variations de l'aiguille aimantée. 1791.

Macdonald, observations of the diurnal variation of the magnetic needle at Sumatra and St. Helena. Ph. Tr. 1796. p. 340, 1798. p. 397.

van Swinden, dissertation sur les mouvemens irréguliers de l'aiguille aimantée. 254 S. Recueil de mém. sur l'analogie de l'électr. et du magn. Tom. III. 1784.

Gilpin, observations on the variation and on the dip of the magnetic needle made at the apartments of the Royal Society between the years 1786 and 1805 incl. Ph. Tr. 1806. p. 385. Gilb. An. 29. p. 403.

Hällström, dissertatio de variationibus declinationis magneticae diurnis et animadversiones circa hypotheses ad explicandas variationes diurnas excogitatas. Abo 1803. Gilb. Ann. 29. p. 282.

Schübler, Beobachtungen über die täglichen periodischen Veränderungen der Abweichung der Magnetnadel. Schweigg. Journ. 28. p. 350.

Dove, über die täglichen Veränderungen der magnetischen Abweichung in Freiberg. Pogg. Ann. 31. p. 97.

Kaemtz, Lehrbuch der Meteorologie 3. p. 401.

Quetelet, sur l'emploi de la boussole dans les mines. Bruxelles 1843. 8.

Gauss, Auszug aus dreijährigen täglichen Beobachtungen der

magnetischen Declination zu Göttingen. Res. des magn. Ver. 1836. p. 50.

Goldschmidt, Auszug aus sechsjährigen täglichen Beobachtungen der magnetischen Declination zu Göttingen. ib. 1839. p. 102., im Jahr 1840. ib. 1840. p. 119., im Jahr 1841. ib. 1841. p. 107.

Kreil, magnetische und meteorologische Beobachtungen zu Prag. Jährlich seit Aug. 1839. 4. (Abweichung und Intensität.)

Kreil, Primo supplemento alle effemeridi di Milano und Pogg. Ann. 43. p. 302., 46. p. 443. Schum. astr. Nachr. 1837. No. 328.

Tägliche Veränderungen der Intensität.

Hansteen, Auffindung einer täglichen und einer monatlichen Variation in der Stärke des Erdmagnetismus. Gilb. Ann. 68. p. 265.

Riess, de telluris magnetismi mutationibus et diurnis et menstruis. Berol. 1831. 4.

Foster, a comparison of the changes of the magnetic intensity throughout the day in the dipping and horizontal needles at Treurenburgh Bay in Spitzbergen. Ph. Tr. 1828. p. 303.

Kupfer, recherches sur les variations de la durée moyenne des oscillations horizontales de l'aiguille aimantée. Ann. de ch. et de ph. 35. p. 225.

Reich, Beobachtungen über die tägliche Veränderung der Intensität des horizontalen Theils der magnetischen Kraft. Pogg. Ann. 18. p. 57.

Barlow, über die magnetischen Beobachtungen auf Parrys dritter Reise in Port Bowen. Schweigg. Journ. 50. p. 446. aus Jameson Edinb. new phil. Journ. 1827. p. 347.

Dove, über gleichzeitige Störungen der magnetischen Kraft und Abweichung. Pogg. Ann. 20. p. 545.

Einfluss des Nordlichts und Störungen überhaupt.

(Ausser den bereits angeführten Beobachtungen der täglichen Veränderungen.)

Hansteen, Magnetismus der Erde. Achtes Hauptstück.

Canton, an attempt to account for the regular diurnal variation

of the horizontal needle and also for its irregular variation at the time of an Aurora Borealis. Ph. Tr. 1759. p. 398.

Arago, sur les influences magnétiques exercées par les aurores boreales et sur la prétendue découverte, que Mr. Brewster annonce avoir faite sur ce sujet. Ann. de Ch. et de Ph. 39. p. 369.

Brewster, gegen den Einfluss der Nordlichter auf die Magnetnadel. Edinb. Journ. of Sc. 16. p. 189. Banmg. Journ. 4. p. 343.

Fox, on the variable intensity of terrestrial magnetism and the influence of the Aurora Borealis upon it. Ph. Tr. 1831 p. 199.

Farquharson, experiments on the influence of the Aurora Borealis on the magnetic needle. Ph. Tr. 1830. p. 97.

Kupfer, Notiz über ein in Petersburg in der Nacht vom 5ten auf den 6ten Mai 1830 beobachtetes Nordlicht. Pogg. Ann. 18. p. 611.

Dove, über das Nordlicht vom 19. und 20. December 1829 Pogg. Ann. 20. p. 333.

Beobachtungen über das Nordlicht vom 7. Januar 1831 zusammengestellt von Poggendorff Ann. 22. p. 434.

Rudberg, über den Einfluss des Nordlichts auf Inclination. Pogg. Ann. 39. p. 109.

Kreil, Beobachtungen der magnetischen Abweichung, Neigung und horizontalen Intensität zu Mailand im Jahr 1836. Pogg. Ann. 41. p. 527.

Bache, note of the effect upon the magnetic needle of the Aurora Borealis visible at Philadelphia on the 17. May 1833. Frankl. Inst. July 1835.

Bache, observations on the disturbance in the direction of the horizontal needle during the Aurora of July 10 th. 1833. ib. 1834. Jan.

Sabine, observations made at the magnetic observatories of Toronto in Canada, Trevaudrum in the East Indies and St. Helena. London 1841. 8.

Sabine, Observations on days of unusual magnetic disturbance made at the British Colonial magnetic observatories. London 1843. 4. 107 S.

Photomagnetismus?

Morechini, Magnetismus durch die violetten Strahlen des Prisma erregt. Schweigger Journ. 6. p. 327.

M. Sommerville, on the magnetizing power of the more refrangible solar rays Ph. Tr. 1826. p. 132.

Ridolfi, nouvelles expériences tendant à démontrer qu'il existe une force magnétisante dans l'extrémité violette du spectre solaire. Ann. de Ch. et de Ph. 3. p. 323.

Christie, on magnetic influence in the solar rays. Ph. Tr. 1826. p. 219.

Baumgartner, Untersuchungen über den Magnetismus des Eisens durch das Licht nebst neuen Versuchen über denselben Gegenstand. Baumg. Journ. 1. p. 263.

Riess und Moser, über die magnetisirende Eigenschaft des Sonnenlichtes. Pogg. Ann. 16. p. 563.

Nachtrag.

Wheatstone, description of the electromagnetic clock. Lond. and Ed. Ph. Mag. 18. p. 139.

Casselmann, über die galvanische Kohlenzinkkette und einige mit derselben angestellte Beobachtungen. Marburg 1843. 8. 76 S.

Dujardin, description d'une nouvelle machine électrique à plateau. Ann. de Ch. et Ph. n. Ser. 9. p. 111.

Dujardin, nouveau commutateur voltaique. ib. p. 110.

Augustin, Versuch einer vollständigen systematischen Geschichte der galvanischen Elektricität und ihrer medicinischen Anwendung. Berlin 1803. 284 S.

Hartmann, Encyclopädie der elektrischen Wissenschaften. Bremen 1784. 4. 256 S.

Uebersicht der Literatur.

I. Elektromagnetismus.

Seite

Hand- und Lehrbücher 152
Besondere Schriften 153
Theorien des Elektromagnetismus 154
Mathematische Theorien 155
Wirkung des Schliessungsdrath auf Magnete 155
Wirkung eines Magnets auf den Schliessungsdrath 157
Wirkung der Erde auf den Schliessungsdrath 157
Rotationen 158
Elektromagnetische Apparate 159
Magnetisirung durch den Schliessungsdrath 160
Elektromagnete 161
Praktische Anwendung des Elektromagnetismus 162

II. Inductionserscheinungen.

Rotationsmagnetismus 163
Magnetoinduction und Nebenstrom 165
Nebenstrom der Leidner Flasche 166
Gegenstrom (Extracurrent) 167
Magnetoelektrische Maschinen 168
Eigenschaften alternirender Ströme 169

III. Galvanismus.

Geschichte 170
Volta's Fundamentalversuch 170
Contact Theorie 172

Seite.

Chemische Theorie 173
Mathematische Theorie 174
Uebergangswiderstand 176
Polarisation und Ladung 176
Passivität 178
Chemische Zersetzung 178
Elektrolytisches Gesetz, Voltameter 182
Anlaufen der Metalle und Galvanoplastik 183
Vergolden 184
Trogapparate 185
Constante Kette 186
Becquerels Kette 188
Gasbatterie und verschiedene andere Ketten 189
Trockne Säule 189
Disjunctoren 190
Widerstandsmesser und Galvanometer 191
Ladungssäule 193
Wärmeentwickelung 193
Funken 194
Elektroskopische Erscheinungen 195
Elektrochemische Bewegungen 196
Ladung der Kleistischen Flasche durch Säulen 196
Spannungsreihe 197
Leitung fester Körper 198
Leitung flüssiger Körper 200
Unipolarität 201
Nebenschliessung, eingeschaltete Platten 202
Physiologische Wirkung 202
Besondre Theorien 204

IV. Thierische Elektricität . . . . . 205—207

Gymnotus 205
Torpedo 206
Elektricität andrer Thiere 207

V. Thermoelektricität . . . . . 207—210

Thermosäule 209
Kälteerregung durch den Strom 210

Seite.

VI. Pyroelektricität . . . . . 210—212

VII. Reibungselektricität . . . . . 212—243

Geschichte 212
Zeitschriften, Hand- und Lehrbücher 213
Besondre Werke 216
Theoretische Vorstellungen 217
Theorien 218
Vertheilung auf der Oberfläche 220
Anziehung und Abstossung 220
Gebundene Elektricität 221
Isolation und Leitung 222
Geschwindigkeit des El. in Leitern 223
Veränderung der Leiter durch Entladung 223
Rückschlag, Seitenentladung 224
Schmelzen und Erwärmung 224
Figuren 225
Licht, Funken 225
Erregung durch Reiben 227
Erregung durch Sieben, Druck, Verdampfen 228
Erregung bei Aenderung des Agregatzustandes u. durch Capillarität 229
Elektrisirmaschine 229
Reibzeug, Amalgam, Conductor 232
Auslader, Funkenmesser 235
Elektrophor 235
Condensator 236
Elektroskop 237
Elektrisches Thermometer 240
Chemische Wirkung 240
Magnetische Wirkungen 241. 160. 166. 168
Einfluss auf Phosphorescenz 241
Physiologische Wirkung 242
Medicinische Anwendung 242
Einfluss auf Vegetation 243

VIII. Atmosphärische Elektricität

Bei heiterm Himmel 243
Gewitter 245
Magnetisirende Wirkungen 246

Seite.

Chemische Wirkungen 247
Blitzröhren 247
Blitzableitung 247

Analogie der El. und des Magnetismus 249

Magnetismus.

Allgemeine Werke 251
Theorien 252
Abnahme mit der Entfernung 254
Magnetische Figuren 255
Wirkung durch andere Substanzen hindurch 256
Natürliche Magnete 256
Magnetismus der Lage 257
Erregung im Stahl 259
Hufeisenmagnete 260
Transversalmagnete 261
Magnete aus Eisenfeilen 261
Vertheilung des Magnetismus in geradlinigen Stäben 261
Besondre Magnetisirungserscheinungen 262
Einfluss der Wärme 263
Magnetismus verschiedener Eisensorten 264
Magnetismus andrer Metalle 264
Polarität der Gebirgsmassen 266

Magnetische Apparate.

Compass, Bussole 266
Beobachtung der Declination auf dem Meere 267
Aufstellung der Magnetnadel 268
Declinatorium 268
Declinatorium für tägliche Veränderungen 269
Vergrösserungsmethode derselben 270
Mikromagnetische Apparate 270
Localattraction und deren Compensation 270
Inclinatorium 271
Beobachtungsmethoden der Neigung 272
Intensitätsapparate 273
Observatorien für den Erdmagnetismus 274

Seite

Erdmagnetismus.

Darstellungen und Theorien desselben 274
Ursache desselben 277
Sammlungen von Beobachtungen 278
Tägliche Veränderungen 279
Einfluss des Nordlichts 281

Photomagnetismus? 282

Schlussbemerkung.

Da in keiner physikalischen Disciplin so häufig wie im Gebiete des Magnetismus und der Elektricität frühere Arbeiten durch spätere berichtigt und widerlegt worden sind, eben so häufig aber auch dasselbe Resultat von vielen Seiten gleichzeitig erhalten, oft aber auch längst Bekanntes als neu wiederholt veröffentlicht wurde, so musste aus dem überreichen Material eine gewisse Auswahl getroffen werden. Dies war besonders in Beziehung auf die ältern Arbeiten durchaus nothwendig. Ebenso sind einzelne den Erdmagnetismus betreffende Beobachtungen nicht angeführt, *da sie* in den allgemeineren Werken leicht aufgefunden werden können. Da aber die elektromagnetischen Wirkungen der Ströme in neuerer Zeit vorzugsweise als Maassbestimmungen für alle Elektricitätsquellen angewendet worden sind, so wird es gerechtfertigt erscheinen, dass in der Anordnung des Inhalts mit dem Elektromagnetismus begonnen wurde, an welchen sich die Induktionserscheinungen wiederum am natürlichsten anschliessen, welche zugleich den elektrischen Strom in seiner einfachsten Form darstellen. Die komplicirteren Formen desselben (Galvanismus, thierische Elektricität und Thermoelektricität) folgen dann, zuletzt die momentanen Ströme der Reibungs- und atmosphärischen Elektricität.

Dove.

Sechszehnter Abschnitt.

Ueber das Auge,

von

Ludwig Moser.

Ueber den Weg der Lichtstrahlen im Auge.

Dieser Gegenstand bildet das Fundament der Betrachtung des Auges als eines optischen Apparats, und es ist daher zweckmässig, ihm einen eigenen Abschnitt zu widmen; man wird finden, dass hierdurch einige wesentliche Aufgaben über dieses Organ zur Erledigung gelangen. Das Auge lässt sich mit einem System sphärisch gekrümmter Körper vergleichen, in welchem jedoch die vorkommenden Dicken nicht vernachlässigt werden können; über den Weg der Lichtstrahlen durch ein solches System sind in neuerer Zeit zwei Abhandlungen von Gauss und Bessel erschienen *), die sich auf den vorliegenden Fall anwenden lassen. Wir folgen hier vorzugsweise der Untersuchung des letztern Gelehrten.

Es sei ein System von $i + 1$ Linsen, von beliebigen Krümmungshalbmessern und aus durchsichtigen Substanzen von beliebiger Brechbarkeit bestehend, deren Axen jedoch zusammenfallen, d. h. deren Mittelpunkte sämmtlich auf einer und derselben Geraden liegen. Es wird ein Strahl vorausgesetzt, so gerichtet, dass eine Ebene durch ihn und die Axe gelegt werden könne. Die

*) C. F. Gauss: Dioptrische Untersuchungen. Göttingen 1841. — Bessel: Ueber die Grundformeln der Dioptrik, in Schumacher: Astronomische Nachrichten. Band 18. No. 415. Februar 1841.

☞ Durch einen vom Corrector übersehenen Irrthum des Setzers ist von hier ab statt 289 sqq. 337 sqq. paginirt worden, da sich der Setzer nach der Signatur gerichtet und übersehen hat, dass unter den 21 signirten Bogen sechs Halbbogen sich befinden. Es ist demnach hier **kein Defect** vorhanden.

Lage des Strahls ist dann bestimmt, wenn wir angeben, dass er die Axe unter dem Winkel w nnd zwar in einer Entfernung a, von der ersten der brechenden Flächen gerechnet, treffe. Was das System von Linsen betrifft, welche dieser Strahl successive dnrchdringt, so müssen wir die Radien derselben, ihre Dicken, ihre Entfernungen nnd endlich die Brechbarkeit ihrer Snbstanz bezeichnen.

Es seien $r, r_1, r_2 \ldots r_i$ die Radien der vorderen Flächen,

$\varrho, \varrho_1, \varrho_2 \ldots \varrho_i$ – – – hinteren –

$d, d_1, d_2 \ldots d_i$ – Dicken der Linsen, in der Axe gemessen,

$e, e_1, e_2 \ldots e_{i-1}$ – Entfernung der Linsen zwischen den einander zugewandten Flächen, und zwar ebenfalls in der Axe gemessen.

Endlich seien $n\, n_1, n_2 \ldots n_i$ – Brechungsverhältnisse, dasjenige des umgebenden Mediums = 1 gesetzt.

Ueber die Zeichen der Radien r, ϱ n. s. w. ist zu bemerken, dass sie positiv genommen werden sollen, wenn die vorderen Flächen der betreffenden Linse convex sind, die hinteren Flächen aber concav. So wäre also in dem Falle einer biconvexen Linse r positiv, ϱ negativ zu nehmen; bei einer biconcaven r negativ, ϱ positiv n. s. w.

Wir haben jetzt den Weg des Lichtstrahls, welcher mit der Axe den Winkel w bildet nnd diese Axe in der Entfernung a von der Vorderfläche der Linse trifft, im Innern der Snbstanz zu bestimmen. Zu dem Ende nehme man an, dass dieser Strahl die Vorderfläche an einem Punkt treffe, zwischen welchem und der Axe der Winkel t am Mittelpnnkt der Krümmung eingeschlossen ist. Der Strahl wird an diesem Pnnkt aus seiner Richtung gelenkt, bildet nach der Brechung den Winkel v mit der Axe, und würde dieselbe in einer Entfernung b, von der ersten Linsenfläche gemessen, treffen. a und b, so wie die später anzuführenden Entfernungen werden positiv genommen, wenn die Punkte der Axe, auf welche sie sich beziehen, von den betreffenden Flächen nach Innen zu liegen. So wäre z. B. a positiv, wenn der ursprünglich einfallende Strahl die Axe hinter der ersten Linsenfläche trifft u. s. w.

Mit den angegebenen Bezeichnungen findet man ohne alle Schwierigkeit:

$$r \sin \{t-w\} = (a-r) \sin w$$
$$n \sin \{t-v\} = \sin \{t-w\}$$
$$(b-r) \sin v = r \sin \{t-v\}$$

Wenn nnn für die Brechnng an der hinteren Fläche $\varrho, \tau, \varphi. \alpha, \beta,$ len bisherigen r. t, w, a. b. entsprechen, so hat man ferner

$$\varrho \sin \{\tau - v\} = (\beta - \varrho) \sin v$$
$$\sin \{\tau - \varphi\} = n \sin \{\tau - v\}$$
$$(\alpha - \varrho) \sin \varphi = \varrho \sin \{\tau - \varphi\}$$

ndlich ist noch $\beta = b - d$

Diese Gleichnngen bleiben für die folgenden Linsen diesel. en, wenn man die Typen anwendet nnd zngleich bemerkt, dass it Bezng anf die zweite Linse $a_1 = \alpha - e$

und $w_1 = \varphi$ ist.

Wenn sämmtliche, hier vorkommende Winkel unendlich klein nd, so erhält man durch Substituirung der Bogen für die Sinns

r die erste Linse: $\frac{n}{b} = \frac{1}{a} + \frac{n-1}{r}$

$$\frac{n}{\beta} = \frac{1}{\alpha} + \frac{n-1}{\varrho}$$
$$aw = rt = bv$$
$$\alpha\varphi = \varrho\tau = \beta v$$
$$\beta = b - d$$

e die zweite Linse: $\frac{n_1}{b_1} = \frac{1}{a_1} + \frac{n_1 - 1}{r_1}$

$$\frac{n_1}{\beta_1} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{n_1 - 1}{\varrho_1}$$
$$a_1 w_1 = r_1 t_1 = b_1 v_1$$
$$\alpha_1 \varphi_1 = \varrho_1 \tau_1 = \beta_1 v_1$$
$$\beta_1 = b_1 - d_1$$

), wie schon bemerkt worden ist $a_1 = \alpha - e$ und $w_1 = \varphi$ ist.

eraus nnn findet sicb $\alpha_1 = \dfrac{1}{-\dfrac{(n_1-1)}{\varrho_1} + \dfrac{n_1}{\beta_1}}$

er, da $\beta_1 = b_1 - d$

$$\alpha_1 = \frac{1}{\dfrac{-(n_1-1)}{\varrho_1} + \dfrac{1}{-\dfrac{d_1}{n_1} + \dfrac{b_1}{n_1}}}$$

Für $\frac{b_1}{n_1}$ findet man $\cfrac{1}{\cfrac{(n_1-1)}{r_1}+\cfrac{1}{a_1}}$

oder $\cfrac{1}{\cfrac{(n_1-1)}{r_1}+\cfrac{1}{-e+\alpha}}$

Und endlich für α $\cfrac{1}{\cfrac{-(n-1)}{\varrho}+\cfrac{1}{\cfrac{-d}{n}+\cfrac{1}{\cfrac{n-1}{r}+\cfrac{1}{a}}}}$

Substituirt man diese letzteren Werthe in den Werth von α, so erhält man diese Grösse in der Form eines Kettenbruchs, welches die einfachste Form ist, unter der dieselbe dargestellt werden kann. In derselben Form stellen sich, wie man sieht, die Grössen $\frac{n_1}{\beta_1}$, $\frac{b_1}{n_1}$ und $\frac{1}{a_1}$ dar.

Aus dem Voranstehenden ergiebt sich, dass wenn man für die $i+1$ Linsen folgenden Kettenbruch aufstellt:

$$\cfrac{1}{\cfrac{1-n_i}{\varrho_i}+\cfrac{1}{\cfrac{-d_i}{n_i}+\cfrac{1}{\cfrac{n_i-1}{r_i}+\cfrac{1}{-e_{i-1}+\cfrac{1}{\cfrac{1-n_{i-1}}{\varrho_{i-1}}+\cdots\cdots\cfrac{1}{\cfrac{n-1}{r}+\cfrac{1}{1}}}}}}}$$

so wird der Werth des ganzen Kettenbruchs $= \alpha_i$ sein. Man wird ferner $\frac{n_i}{\beta_i}$, $\frac{b_i}{n_i}$, $\frac{1}{a_i}$ erhalten, wenn man davon das erste, die zwei ersten, die drei ersten Glieder trennt, u. s. w.

Der Kettenbruch besteht aus $4i+4$ Gliedern, nemlich aus $2i+2$ Krümmungshalbmessern, $i+1$ Dicken und i Entfernungen der einzelnen Linsen von einander. Bessel führt daher zur Vereinfachung folgende Bezeichnung ein.

Er setzt für $\frac{1-n_i}{\varrho_i} : (4i+3)$

für $\frac{-d_i}{n_i} : (4i+2)$

u. s. w.

also für $-e$: (4)

$$\frac{1-n}{\varrho} : (3)$$

$$\frac{-d}{n} : (2)$$

$$\frac{n-1}{r} : (1)$$

Schreibt man für den Werth des ganzen Kettenbruchs $4i+3,a]$, für denselben mit fortgelassenem ersten Gliede $[4i+2,a]$. s. w., so hat man, dem Vorhergehenden zufolge

$$_i = [4i+3, a],\ \frac{n_i}{\beta_i} = [4i+2, a],\ \frac{b_i}{n_i} = [4i+1, a],\ \frac{1}{a_i}\ [4i, a]$$

nd ähnliche Gleichungen für α_{i-1}, α_{i-2}.... $\frac{n_{i-1}}{\beta_{i-1}}$ u. s. w.

Wenn ein Kettenbruch gegeben ist

$$\cfrac{1}{p+\cfrac{1}{q+\cfrac{1}{r+\ldots.+\cfrac{1}{z}}}}$$

hat man bekanntlich, um ihn auf einen gewöhnlichen Bruch bringen, folgende Grössen zu bilden:

$$p,\ pq+1,\ (pq+1)\,r+p,\ \text{u. s. w.}$$

zeichnet man diese Grössen der Reihe nach durch (p), (p,q), $,r)$ u. s. w., dann kann für den Werth des Kettenbruchs ge- rieben werden $\frac{(q,z)}{(p,z)}$.

esem zufolge ist in unserm Falle $[4i+3,a] = \frac{(4i+2.a)}{(4i+3.a)}$, d so erhält man

$$\frac{\alpha_i b_i}{a_i \beta_i} = \frac{(4i-1,a)}{(4i+3,a)} \ldots\ldots (1)$$

Wenn man die Gleichungen, welche wir oben für ei- n Lichtstrahl mittheilten, welcher unter der Voraussetzung un- dlich kleiner Winkel durch Linsen sich bewegt, betrachtet, und Winkel w_i, v_i, φ_i auf den anfänglichen Winkel w reduzirt, erhält man leicht folgende Relationen:

$$w_i = M_i\, w$$

$$v_i = M_i \frac{a_i}{b_i} w$$

$$\varphi_i = M_i \frac{a_i \beta_i}{\alpha_i b_i} \text{ w.}$$

wo mit M_i der Ausdruck $\frac{a.a_1 \ldots a_{i-1}}{\alpha.\alpha_1 \ldots \alpha_{i-1}} \cdot \frac{\beta.\beta_1 \ldots \beta_{i-1}}{b.b_1 \ldots b_{i-1}}$ bezeichnet worden ist. Mittelst der vorigen Gleichung (1) geht M_i über in $(4i-1,a)$, in so fern man erwägt, dass $\frac{a\beta}{\alpha b} = (3,a)$, $\frac{a_1\beta_1}{\alpha_1 b_1} = (3,a)$ ..... $\frac{a_{i-1} \cdot \beta_{i-1}}{\alpha_{i-1} \cdot b_{i-1}} = \frac{(4i-1,a)}{(4i-5,a)}$ ist.

Daher erhält man . . . . . $w_i = (4i-1,a)\, w$ I

Da ferner, dem Obigen zufolge

$\frac{b_i}{a_i} = n_i\,[4i+1,a]\,[4i,a] = n_i \frac{(4i-1,a)}{(4i+1a)}$ ist, so findet man

$$n_i v_i = (4i+1,a)\ w \ldots\ II$$

$$\varphi_i = (4i+3,a)\ w \ldots\ III$$

Endlich hat man noch

$$a_i = \frac{(4i,a)}{(4i-1a)} \ldots\ IV$$

$$b_i = \frac{(4i,a)}{(4i+1,a)}\, n_i \ldots\ V$$

$$\beta_i = \frac{(4i+2,a)}{(4i+1,a)}\, n_i \ldots\ VI$$

$$\alpha_i = \frac{(4i+2,a)}{(4i+3,a)} \ldots\ VII$$

Von den Gleichungen I bis VII werden wir in den einzelnen Abschnitten Gebrauch machen, und fügen hier nur noch die numerischen Werthe bei, deren man bei der Anwendung auf das Auge bedarf.

Man kann das Auge aus dreien Linsen bestehend annehmen, welche sich berühren, und von denen die erste durch die Cornea und die vordere Fläche der Crystallinse begränzt wird, die zweite die Crystallinse selbst ist, und die dritte durch den Glaskörper gebildet wird. Hiernach und zufolge der im folgenden Abschnitte anzuführenden Mittelwerthe, wäre

$r =$	3,390	par. Linien.	Radius der Cornea
$d =$	1,531	- -	Entfernung der Cornea von der Vorderfläche der Linse
$\varrho = r_1 =$	3,153	- -	vorderer Radius der Linse
$d_1 =$	2,040	- -	Dicke der Linse
$\varrho_1 = r_2 =$	$-2,251$	- -	hinterer Radius der Linse.

ferner $n = 1{,}3366$
$n_1 = 1{,}3839$
$n_2 = 1{,}3360$

Mit diesen Werthen findet man

$$\log. \frac{n_2 - 1}{r_2} = \log.(9) = 9{,}17396 . n$$
$$\log. -e_1 = \log.(8) = -\infty$$
$$\log. \frac{1 - n_1}{\varrho_1} = \log.(7) = 9{,}23184$$
$$\log. -\frac{d_1}{n_1} = \log.(6) = 0{,}16852 . n$$
$$\log. \frac{n_1 - 1}{r_1} = \log.(5) = 9{,}08550$$
$$\log. -e = \log.(4) = -\infty$$
$$\log. \frac{1 - n}{\varrho} = \log.(3) = 9{,}02839 . n$$
$$\log. -\frac{d}{n} = \log.(2) = . 0{,}05898 . n$$
$$\log. \frac{n - 1}{r} = \log.(1) = 8{,}99691$$

Und mit Zugrundelegung dieser Werthe:

log. (1,2) = 9,94756	log. (9,8) = 0,	log. (8,7) = 0,
- (1.3) = 7,66997	- (9,7) = 8,32797	- (8,6) = 0,16852 . n
- (1,4) = 9,94756	- (9,6) = 9,98616	- (8,5) = 9,91409
- (1,5) = 9,05149	- (9,5) = 9,14370	- (8,4) = 0,16852 . n
- (1,6) = 9,85751	- (9,4) = 9,98616	- (8,3) = 9,99028
- (1,7) = 9,37187	- (9,3) = 8,55404	- (8,2) = 0,41400 . n
- (1,8) = 9,85751	- (9,2) = 9,96736	- (8,1) = 9,85751
- (1,9) = 9,10692	- (9,1) = 9,10692	

Es muss allerdings wegen der Eigenschaft der Grössen unter der Klammer (1,9) = (9,1) und (1,8) = (8,1) sein, welche Gleichheit sich jedoch natürlich auf die letzte Dezimalstelle nicht zu erstrecken braucht.

Maassbestimmungen über das Auge.

Wir geben hier die für die optische Betrachtung des Auges hauptsächlichsten Grössenverhältnisse nach der Zusammenstellung

von Treviranus [1]). Sämmtliche Linearmaasse sind in pariser Linien ausgedrückt.

1) Axe der äusseren Seite des Augapfels:

10,2 bis 11,9	nach Petit
12,0	- Jurin
10,	- Sömmerring
11, 10, 10,5	- Tiedemann
9,7 10,5 11,0	Treviranus
Mittel 10,68	

2) Dicke der Hornhaut in der Axe:

0,16 bis 0,25	nach Petit
0,52	- Brewster
0,3 0,4 0,54	- Treviranus
Mittel 0,361	

3) Abstand der Vorderfläche der Linse von der hinteren Fläche der Cornea, in der Axe gemessen:

1,25	nach Petit
1,1	- Wintringham, Helsham, Treviranus
1,3	- Sömmerring
0,89	- Treviranus
1,5	- Young
Mittel 1,17	

4) Dicke der Linse:

2, bis 2,25	nach Petit
2,2	- Brewster
1,6	- Sömmerring
1,75 und 2,5	- Tiedemann
2, 2 1,8 2,1	- Treviranus
Mittel 2,04	

5) Axe des Glaskörpers:

6,67	nach Helsham
6,2	Sömmerring
5,5	- Tiedemann
5,6 6,0 7,0	- Treviranus
Mittel 6,16	

1) G. R. Treviranus: Anatomie und Physiologie der Sinneswerkzeuge. Bremen 1828. Heft I. Fol.

6) Abstand der Mitte der Pupille von der hinteren Fläche der Cornea:

1,038 nach Petit

7) Radius des grössten äusseren horizontalen Bogens der Cornea:

3,5 bis 3,7 nach Petit
3,96 - Young
3,3 - Sömmerring
2,65 3,12 3,27 - Tiedemann
3,4 3,6 3,4 - Treviranus

Mittel 3,39

8) Radius der vorderen Krümmung der Linse:

3,0 bis 4,5 nach Petit
2,94 - Helsham
4,2 - Sömmerring
3,04 2,5 - Tiedemann
2,6 3,0 2,6 - Treviranus

Mittel 3,153

9) Radius der hinteren Krümmung der Linse:

2,5 nach Petit
2,23 - Helsham
2,4 - Sömmerring
2,5 2,1 - Tiedemann
2,0 2,2 2,08 - Treviranus

Mittel 2,251

Eine Reihe genauer Messungen hat C. Krause in Hannover angestellt*) und wir entlehnen von seiner Mittheilung darüber die folgenden an 8 Augen gefundenen Werthe.

1) Innere Augenaxe, von der hinteren Fläche der Cornea bis zur Basis der Centralfalte der Retina

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
9,85	10,	9,8	9,5	9,55	9,55	9,4	9,45	Mittel 9,64 p. L.

2) Dicke der Cornea in der Axe

0,5	0,5	0,5	0,45	0,55	0,55	0,63	0,62	Mittel 0,54 - -

3) Dicke der Linse

2,	1,9	2,4	2,2	1,85	2,35	1,8	1,85	Mittel 2,04 - -

*) Meckel's Archiv. Band VI. Poggend. Annal. Band 31 und Band 39.

4) Entfernung der vorderen Fläche der Linse von der hinteren Fläche der Cornea:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	
1,2	1,35	1,25	1,35	1,25	1,2	1,	1,	Mittel 1,20 p. L.

5) Entfernung der Hinterfläche der Linse von der Retina:

6,65	6,8	6,1	5,9	6,4	6,0	6,65	6,55	Mittel 6,38 p. L.

6) Entfernung der Pupille von der Hornhaut:

1,	1,15	1,25	—	1,1	1,1	0,9	0,9	Mittel 0,93 - -

7) Radius der Cornea:

4,38	4,12	3,67	3,91	3,84	3,78	3,86	3,72	Mittel 3,91 - -

8) Halbe grosse und halbe kleine Axe der vorderen Linsenfläche:

2,05	2,	2,	2,05	2,03	1,95	2,03	2,	Mittel 2,01 p. L.
0,95	0,91	1,14	1,10	0,83	0,98	0,95	0,94	- 0,98 - -

9) Parameter der Hinterfläche der Linse:

4,49	4,99	4,99	4,51	4,83	4,53	4,09	3,79	- 4,53 - -

10) Halbe grosse und halbe kleine Axe der Krümmung der Retina:

5,12	5,05	5,12	5,07	5,14	5,05	5,05	4,93
4,45	4,15	4,23	4,41	4,58	4,43	4,41	4,19

Ueber das Brechungsverhältniss der durchsichtigen Theile des Auges besitzt man Messungen von Hawskbee, Monro, Young, Chossat, Brewster (siehe Treviranus am angef. Orte). Für den Brechungsindex der Luft = 1, des Wassers = 1,3358, ergaben die Messungen

	Chossat.	Brewster.
Für die wässrige Flüssigkeit	1,338	1,3366
- - Linse im Ganzen	1,384	1,3839
- - (äussere Schicht)	1,338	1,3767
- - - (mittlere -)	1,393	1,3786
- - - (Kern)	1,420	1,3999
- - Glasfeuchtigkeit	1,339	1,3360

Ueber den Durchmesser der Pupille hat Olbers Messungen angestellt, indem er bei verschiedenen Entfernungen seine eigene Pupille im Spiegel betrachtete und ihre Weite durch zwei der Cornea möglichst genäherte Zirkelspitzen bestimmte. Der Durchmesser der Iris war 4,‴9.

Entfernung.	Durchm. der Pupille.
4 Zoll	2,01 par. Linien

Entfernung.	Durchm. der Pupille.
8 Zoll	2,19 par. Linien
12 -	2,36 - -
16 -	2,50 - -
20 -	2,62 - -
24 -	2,70 - -
28 -	2,74 - -

Lambert bestimmte dieselbe Grösse, indem er sein Auge in verschiedene Entfernungen von der Oeffnung im Fensterladen einer finstern Stube brachte, und hierauf möglichst rasch die Weite der Pupille in einem nahe gehaltenen Spiegel maass. Er fand*)

Entfernung.	Durchm. der Pupille.
1 Fuss	1,14 par. Linien
2 -	1,50 - -
3 -	1,70 -
4 -	1,89 - -
5 -	2,08 - -
6 -	2,31 - -
7 -	2,53 - -
8 -	2,78 - -
9 -	2,89 - -
10 -	3,15 - -

Der Durchmesser seiner Iris betrug 4,"'70.

Aehnliche Versuche über denselben Gegenstand theilt Hueck mit **).

Von der Entfernung der Bilder im Auge und der Adaptirung.

Die Entfernung der Bilder im Auge bei einer gegebenen Entfernung der Objecte kann leicht aus den Formeln berechnet werden, welche im Abschnitt „Weg der Lichtstrahlen im Auge" enthalten sind. Es war dort (V)

$$\frac{b_i'}{n_i} = \frac{(4i, a)}{(4i+1, a)},$$

---

*) Lambert: Photometria u. s. w. Augsburg 1760 §. 853.

**) A. Hueck: Die Bewegung der Crystalllinse. Dorpat 1839. pag. 47.

wo a die Entfernung hinter der ersten Linsenfläche bedeutet, in welcher der einfallende Strahl die Axe trifft; b_i dieselbe Entfernung, gemessen von der Vorderfläche der $i+1$sten Linse für den gebrochenen Strahl. Da beim Auge $i=2$ ist, so geht die letztere Gleichung über in

$$\frac{b_2}{n_2} = \frac{(8,a)}{(9,a)}.$$

Nun ist, nach der Art wie die Grössen unter der Klammer gebildet werden,

$$(8,a) = a\,(8,1) + (8,2)$$
$$(9,a) = a\,(9,1) + (9,2)$$

Befindet sich ferner ein leuchtender Punkt in der Axe, und zwar in der Entfernung a vor der ersten Linsenfläche (welche hier die Cornea ist), so ist in der letzten Gleichung a negativ zu nehmen, und so ergiebt sich

$$b_2 = \frac{(8,2) - a(8,1)}{(9,2) - a(9,1)} \cdot n_2 \ldots\ \text{VIII.}$$

Wie man sieht, hängt b_2 bloss von a und von der Einrichtung des Linsensystems ab, aber keinesweges von dem Winkel, welchen der einfallende Strahl mit der Axe bildet. Das gefundene b_2 gilt somit für alle Strahlen, die der leuchtende Punkt aussendet, vorausgesetzt nur, dass sie unendlich kleine Winkel mit der Axe bilden; d. h. der leuchtende Punkt wird sich in der Entfernung b_2 abbilden.

Für die mittleren Dimensionen des Auges nach Treviranus ergab sich nach dem angeführten Abschnitt

$$(8,2) = -2{,}59423 \quad \log.\ (8,1) = 9{,}85751$$
$$(9,2) = +0{,}92761 \quad \log.\ (9,1) = 9{,}10692$$
$$\log. n_2 = 0{,}12581$$

Hierbei liegt die pariser Linie zum Grunde, und in dieser Einheit muss auch die Entfernung a ausgedrückt werden. b_2 ist von der hinteren Fläche der Crystalllinse gemessen; addirt man hierzu 3,‴571, so erhält man die Entfernung der Bilder von der Cornea aus.

Aus der Gleichung (VIII) ergiebt sich nun:

a	b_2	b_2
in Zollen	in Linien	von der Cornea
∞	7,523	11,094
30	7,755	11,326

a in Zollen	b_2 in Linien	b_2 von der Cornea
15,3	7,986	11,557
10,4	8,218	11,789
7,9	8,450	12,021
6,5	8,681	12,252
5,5	8,913	12,484
4,8	9,144	12,715
4,3	9,376	12,947

Anmerk. Sollte man es zu angenäherten Rechnungen bequemer finden, eine einzige brechende Fläche, die Cornea, anzunehmen, so könnte diess geschehen, wenn man den Radius derselben 3‴,39 beibehielte, der Substanz aber einen Brechungsindex 1,4416=n beilegte. Die Entfernung der Bilder von der Cornea würde dann $\frac{nra}{(n-i)a-r}$ betragen, d. h. für $a=\infty$ 11‴,07,

$=30''$ 11,31,

$=4'',3$ 13,00,

welches eine genügende Uebereinstimmung gewährt.

Wie man aus den angegebenen Werthen von b_2 sieht, trifft selbst im günstigsten Fall das Bild die Retina nicht, sondern bildet sich erst später. Der günstigste Fall ist der, wo das Object unendlich entfernt; dann liegt sein Bild 11‴,09 hinter der Cornea, während die Retina nur 9‴,83 davon entfernt ist. Daraus jedoch darf man nicht folgern, wie es Einige gethan haben, dass unsere Lehre vom Sehen, nach welcher deutliche Bilder auf die Retina fallen müssen, unrichtig sei, sondern nur dass die Dimensionen des Auges oder das Brechungsverhältniss der einzelnen Theile desselben nicht genau genug bestimmt seien. Wie liesse sich auch eine grosse Genauigkeit bei so schwierigen Messungen und bei einem Theile, der nach dem Tode Veränderungen unterworfen ist, erwarten? Nach Vallée *) soll die Differenz der Rechnung mit der Wirklichkeit daher rühren, dass der Glaskörper nicht homogen sei, vielmehr aus Schichten bestehe, welche nach hinten an Dichtigkeit zunehmen. Diess wäre eine der vielen möglichen Erklärungen, welche nur das eine gegen sich haben, dass sie nicht

*) Vallée: Mémoire sur la théorie de l'oeil. 3me. Siehe Comptes rendus hebd. Paris. Tome XIV. pag. 481.

thatsächlich nachgewiesen worden. Uebrigens bringt es die Lage dieses Gegenstandes (die Entfernung der Bilder von der Cornea) mit sich, dass man für jetzt von den ferneren Untersuchungen wird abstrahiren müssen; es würde z. B. kaum lohnen, den eigenthümlichen Bau der Linse, die nicht vollkommene Sphärizität der Flächen des Auges in Betracht zu ziehen. Auch ist man vorläufig genöthigt, die mittleren Dimensionen aus den Messungen an vielen Augen anzuwenden, obgleich Krause und Treviranus sonst mit Recht bemerken, dass man eigentlich jedes Auge für sich zu betrachten habe.

Was nun die Adaptirung des Auges betrifft, so kann man in dieser ganzen Sphäre kaum ein Thema finden, über welches verschiedenartigere Ansichten aufgestellt seien. Ja wir begegnen gleich von vorn herein der Meinung ausgezeichneter Gelehrten, nach welcher das Auge in allen Entfernungen, mit Ausnahme der gar zu kleinen, deutlich sehe, ohne dass wesentliche Veränderungen in den Refractionsverhältnissen eintreten sollen. (Haldat will in neuester Zeit an der Crystalllinse des Ochsen beobachtet haben, dass sie convergente, parallele und divergente Strahlen in einer und derselben Entfernung vereinige, und läugnet demnach jede Adaptirung! (Comptes rendus etc. Mai 1842.) Ansichten dieser Art sind jedoch nicht haltbar. Man ist schon *nicht* im Stande, zwei ungleich entfernte Objecte zu gleicher Zeit deutlich zu sehen, sondern nur das eine oder das andere, worüber Hueck folgende nähere Angaben macht *). Man sehe bald nach einem möglichst nahen (5 bis 7 Zoll entfernten) Gegenstand, und bald nach einem weit abstehenden, und wechsele hierin so rasch als möglich. Man wird dann gewahr werden, dass es immer einer grossen Zeit bedarf, um das Auge aus dem einen Zustand in den andern zu versetzen. Sodann bemerkt man, dass es leichter ist, beim Fixiren eines Objects gleichzeitig ein anderes seitwärts vom Axenpunkt belegenes und also eben so deutliches, zu beachten, als bei Betrachtung eines entfernten Objects auf das nahe, oder umgekehrt, zu achten. Man kann es durch längere Uebung sogar dahin bringen, das Auge zum Nahesehen, durch die blosse Vorstellung desselben einzurichten, ohne dasselbe auf einen nahen

*) A. Hueck: Die Bewegung der Krystall-Linse. Dorpat 1839. pag. 20.

Gegenstand lenken zu müssen, und eben so zum Fernsehen. Hueck, Joh. Müller und Volkmann vermögen diess. Der erstere giebt an, dass, um die Adaptirung für die Ferne, bei einem nahe gehaltenen Gegenstand und trotz desselben, zu erreichen, er so thue, als wolle er durch den Gegenstand hindurchsehen. Sind es Buchstaben, so erscheinen sie dann, wegen der Zerstreuungskreise, schattig. Dergleichen Versuche muss man nur mit einem Auge, während das andere geschlossen ist, anstellen, weil sonst Doppelbilder entstehen würden.

Anderweitige Thatsachen, welche die Nothwendigkeit der Adaptirung darthun, findet man ausser bei Hueck auch bei Burow *), Volkmann **) und in Joh. Müller's Betrachtung des Gesichtssinnes ***).

Ich selbst habe über die Adaptirung etwas anzuführen, wodurch sie so gut wie unzweifelhaft bewiesen wird, nämlich den Nutzen derselben, auf den bis jetzt meines Wissens noch nicht aufmerksam gemacht worden ist. In dem Abschnitt über das Schätzen der Entfernungen u. s. w. werde ich zeigen, dass erhebliche Vortheile dem Sehen aus dieser Adaptirung erwachsen, und dass das Auge sogar ein feines Gefühl von der Adaptirung habe.

Obgleich das Auge sich adaptirt, so muss man sich doch vor dem Irrthum hüten, in den mehrere Autoren bei dieser Gelegenheit gefallen sind, indem sie nämlich ein Bild von geometrischer Genauigkeit auf der Retina voraussetzen. Diese Voraussetzung ist den bekannten Thatsachen so widersprechend, dass selbst diejenigen, die sie theilen, genöthigt sind, in der Anwendung eine bedeutende Milderung eintreten zu lassen. Sie sagen, ein normales Auge sehe die Gegenstände in allen Entfernungen, (mit Ausnahme der zu kleinen) vollkommen deutlich. Was verstehen sie hierunter? Kann man irgend einem Auge eine vollendet deutliche Wahrnehmung zuschreiben, wenn jeder den Gesichtswinkel vergrössernde Apparat die Gegenstände anders zeigt, als sie mit blos-

---

*) Burow: Beiträge zur Physiologie und Physik des menschlichen Auges. Königsberg 1841.

**) Volkmann: Neue Beiträge zur Physiologie des Gesichtssinnes. Leipzig 1836.

***) J. Müller: Handbuch der Physiologie des Menschen. Coblenz 1838. Band 2. Abtheil. 2.

sem Auge gesehen werden können? Das gute Auge, fährt man fort, sieht z. B. in allen Entfernungen die Linie als Linie. Die etwa auf Papier gezogene Linie ist nun aber keine Linie, wie jedes Mikroskop beweiset. Diess ist zu offenbar, als dass es unberücksichtigt hätte bleiben können, und man lässt also eine Modification jener Voraussetzung vollkommen deutlicher Bilder eintreten. Man spricht ausser von Deutlichkeit auch von Schärfe der Wahrnehmung; die Unregelmässigkeiten der Linie werden, wie man angiebt, deshalb nicht wahrgenommen, weil ihr Bild auf der Retina zu klein ausfällt und weil Bilder, welche eine bestimmte Grösse nicht erreichen, auch nicht mehr percipirt werden.

Die Unterscheidung von Deutlichkeit und Schärfe kann man sich sehr wohl gefallen lassen. Die Deutlichkeit wird abhängen von der Anordnung der brechenden Substanzen des Auges; die Schärfe der Wahrnehmung wird von der Empfindlichkeit der Retina, von der Feinheit und der gedrängten Lage der Nervenendigungen, aus denen sie besteht, abhängen. Beide Momente sind demnach sehr verschieden; allein wie wird man sie in dem Endresultat unterscheiden? Dieses Endresultat ist kein anderes, als ein nicht vollkommen percipirter Gegenstand. Wozu würde nun auch die absolute Deutlichkeit dienen, wenn die Schärfe nicht absolut ist, und auch nicht wohl absolut sein kann, da ja die Nervenenden doch keine mathematischen Punkte sind. (Siehe über diesen Gegenstand auch Volkmann in dem angef. Werke p. 118.)

Lässt sich nichts anführen, woraus die Nothwendigkeit geometrisch genauer Bilder im Auge erhellte, so ist der Beweis für das Gegentheil, dass nämlich diese Bilder unvollkommen seien, desto leichter. Das Auge ist nicht achromatisch. Man sieht z. B. immer farbige Ränder, wenn man Doppelbilder hat, sei es, dass man mit einem Auge durch zwei feine Oeffnungen nach einem Gegenstand sieht, oder auf die gewöhnliche Weise mit beiden Augen Doppelbilder hervorbringt. Sind diess Farbensäume bei nicht richtiger Vereinigungsweite, so hat Frauenhofer den Mangel an Achromasie direct bei richtig adaptirtem Auge nachgewiesen *). Er liess nach und nach die Farben des Spectrums in das Fernrohr eines Theodolithen fallen, und den Micrometerfaden desselben

*) Gilbert: Annalen der Physik. Band 56 pag. 314.

beleuchten. Geschah diess durch das rothe Licht und war das Ocular so gestellt, dass der Faden deutlich gesehen wurde, so sah man ihn nicht, wenn die Beleuchtung durch blaues Licht bewirkt wurde. Das Ocular musste dem Faden jetzt näher gerückt werden, und zwar um mehr als das Doppelte der Längenabweichung wegen der Farbenzerstreuung der Ocularlinse. Fraunhofer fand, dass in seinem Auge parallele, also aus unendlicher Entfernung kommende, rothe Strahlen dieselbe Vereinigungsweite hatten als blaue, welche im Mittel aus einer Entfernung von 20,6 Zoll divergirten. (Die einzelnen Beobachtungen an zweien Ocularen aus Crownglas und zweien aus Flintglas gaben 23,"7. 21,"3. 19,5 17,9.) Auf den Antheil, den die Farbenzerstreuung der Linse hat, ist hierbei Rücksicht genommen.

Für die nicht vollkommene Deutlichkeit der Bilder im Auge spricht dann ferner die Irradiation, oder die Ausbreitung des Lichts auf der Retina, jene wohlbekannte Thatsache, dass helle Gegenstände uns zu gross erscheinen. Die Theorie, welche man hierüber gewöhnlich aufstellt, sieht in dem Phänomen der Irradiation eine eigenthümliche Wirkung der Retina, vermöge welcher Theile derselben von benachbarten mit erregt werden, und es ist möglich, dass die Voraussetzung vollkommen deutlicher Bilder durch den brechenden Apparat des Auges, von der man als unbezweifelt ausging, eine Theorie dieser Art aufstellen liess. Ich werde später in einem eigenen Abschnitt zeigen, dass keine Erscheinung über die Irradiation bis jetzt bekannt sei, welche eine eigenthümliche Wirkung erkennen liesse, dass vielmehr der Mangel deutlicher Bilder zur Erklärung hinreichend sei. Wie es nun hiermit auch stehen mag, so ist jedenfalls eine Irradiation im Auge vorhanden, und daher kann wiederum von vollkommen deutlichen Bildern nicht die Rede sein. Die Wahrnehmung täuscht hierüber leicht. Man betrachte das Bild in einer mässigen camera obscura, und man wird es für ein sehr deutliches halten; wendet man jedoch eine Blendung an, so wird man bald finden, dass man die Deutlichkeit überschätzt habe. Auch bei einer guten camera obscura ist es aus mangelnder Uebung keine leichte Sache, sie auf ein Object gehörig einzustellen, und man kann innerhalb eines mehr oder minder grossen Intervalls über den eigentlichen Ort des Bildes ungewiss. zum Beweise, dass un-

ser gewöhnliches Urtheil über die Deutlichkeit kein sehr sicheres sei *).

Nachdem wir nunmehr das Vorhandensein der Adaptirung nachgewiesen, kömmt es darauf an, messende Beobachtungen darüber anzustellen. Wenn man nach Porterfield's Angabe einen weissen Faden auf schwarzem Grunde ausspannt, und längs des Fadens sieht, so erscheint derselbe bekanntlich einfach und als Faden erst von einer gewissen Entfernung ab, und bleibt es während eines verschiedentlich grossen Intervalls. Vor und hin-

---

*) Bei dieser Gelegenheit will ich ein Paar Worte über das Einstellen einer camera obscura hinzufügen, ein Gegestand, der in jetziger Zeit nicht ohne Wichtigkeit ist. Lambert hat in den Abhandlungen der Berliner Akademie aus dem vorigen Jahrhundert die Frage behandelt, woher es rühre, dass die Bilder, welche die convexe Linse giebt, auf der Tafel zu kleben scheinen, und keinen perspectivischen Eindruck hervorbringen. Ich habe den Aufsatz nicht zur Hand, und erinnere mich nur der Aufgabe, aber nicht der Art, wie Lambert sie gelöst hat. Die richtige Lösung ist aber jedenfalls diese: Die gute Linse, d. h. diejenige, welche von den Abweichungen möglichst frei ist, giebt ein perspectivisches Bild; bei dem Bilde einer schlechten Linse mit zu grosser Apertur mangelt dieser perspectivische Eindruck und es scheint wie auf der Tafel zu kleben, worauf man es fallen lässt. Das Auge überträgt dasselbe Urtheil auch auf photographische Bilder, die mittelst solcher *Linsen* angefertigt worden sind. Daher reicht zu einem vollendet treuen Bilde die gute Linse noch nicht hin, sie muss auch sehr scharf eingestellt werden. Und diese eben ist schwieriger, als man glaubt; es ist mir mit der schönen Doppellinse, welche Voigtländer und Sohn in Wien nach Professor Petzval anfertigen, erst nach längerer Uebung gelungen, und gelingt nach meinen Erfahrungen Anderen gar nicht. Es ist also dem Auge nicht so leicht, innerhalb eines gewissen Intervalls, die verschiedenen Grade der Deutlichkeit zu beurtheilen, und das darf bei manchen Fragen, die über das Auge aufgestellt werden, nicht übersehen werden. Wenn man eine Linse möglichst scharf einstellen will, so finde ich es am zweckmässigsten, Zahn und Trieb durch welchen dieselben jetzt gewöhnlich bewegt werden, nicht anzuwenden, denn diese Bewegung ist wegen des todten Ganges unregelmässig und springend. Viel besser ist es, wenn man die Bewegung durch Drehen eines Rohres in einem andern bewirkt. Das Auge vergleicht dann, wenn man es unabänderlich auf einen feinen Theil des Bildes fixirt (wo möglich stets auf denselben), die auf einander folgenden Grade der Deutlichkeit, und die Hand bringt leichter denjenigen zurück, den das Auge für den höchsten erkannte. Lupen thun hierbei gute Dienste, besonders wenn sie mittelst einer Röhre auf der matten Glastafel aufgesetzt werden und alles seitwärts kommende Licht abhalten.

ter diesem Intervall erscheint der Faden flächenhaft ausgebreitet, und die Ausbreitung nimmt zu, je weiter von derselben entfernt der Faden fixirt wird. Sonach erhielte man hierbei eine untere und eine obere Gränze für die Adaption, und man könnte z. B. sagen: das Auge adaptire sich für Gegenstände, welche 5 bis 6 Zoll entfernt seien. Dem Vorhergehenden zufolge kann jedoch hiermit nicht gemeint sein, dass in diesem Intervall der Faden vollkommen deutlich gesehen werde; das wird er niemals. Sondern es kann darunter nur verstanden sein, dass innerhalb dieser Gränzen die Undeutlichkeit nicht bedeutend genug sei, den Faden und ähnliche (vollends grössere) Objecte in der Wahrnehmung sehr zu verändern.

Inzwischen ist es mir nicht geglückt, auf diese Weise zu irgend genauen Werthen zu gelangen, und ich wandte mich an die Erscheinung der Doppelbilder, welche mittelst zweier feinen Oeffnungen von einem Gegenstande erhalten werden, der zu nahe oder zu entfernt ist, als dass seine Strahlen sich auf der Retina selbst, und nicht vielmehr hinter oder vor ihr vereinigen. Auch bei diesem, von Scheiner angegebenen Experiment giebt es eine obere und untere Gränze, zwischen welchen das Object einfach erscheint, und auch für diese Gränzen gilt das, was so eben bei der ähnlichen Erscheinung des Fadens bemerkt worden ist.

Auf einer messingenen Skale von 18 Zoll Länge war eine feine Spitze mittelst eines Index zu verschieben; an dem Anfang der Skale befand sich eine Metallscheibe mit zweien feinen Oeffnungen, durch welche gegen eine weisse, dem Tageslicht ausgesetzte Tafel, visirt wurde. Die Spitze, welche bei zu grosser Nähe doppelt erscheint, wurde allmählig entfernt, bis sie einfach erschien; hierauf so weit weggeschoben, dass sie wiederum doppelt wurde und dann allmählig genähert, bis beide Bilder zusammenfielen. Trotz angewandter Sorgfalt war ich aber auch hierbei nicht im Stande, gut zusammenstimmende Werthe zu erhalten, und ich theile, diess nachzuweisen, von vielen Beobachtungsreihen, die ich anstellte, eine mit, welche rasch hinter einander ausgeführt wurde.

Einfaches Bild			
beim Entfernen der Spitze		beim Nähern der Spitze	
in 4″	9,‴5	5″	1,‴
4	11,5	6	1,
5	5,	5	3,5
4	8,	6	0,
5	5,	5	8,8
5	1,5	5	11,5
5	1,5	6	1,
5	4,5	6	5,2
Mittel 5″	1,‴3	5″	10,‴

Ich glaube zweien Umständen den wenigen Erfolg dieser Versuche zuschreiben zu müssen. Einmal ist es von erheblichem Einfluss, wenn die beiden Oeffnungen vor der Pupille verschoben werden, und zwar desshalb, weil die Crystalllinse am Rande ein geringeres Brechungsverhältniss hat, als mehr nach der Mitte zu. Hiervon überzeugt man sich leicht. Man stelle die Spitze so, dass sie einfach erscheine, und verschiebe nun die beiden Oeffnungen, durch welche man sieht, längs der Pupille, so wird man die Spitze bald einfach, bald doppelt sehen, und verdeckt man die eine oder andere Oeffnung, so überzeugt man sich, dass *am Rande* der Pupille eine geringere Brechungsfähigkeit vorhanden sein muss. Es kömmt daher bei diesen Versuchen viel auf die unabänderliche Stellung des Auges gegen die beiden Oeffnungen an. Um diess so gut als möglich zu erreichen, verfuhr ich so, dass ich das Auge hinter der Scheibe hin und her bewegte, bis die beiden Spitzen und die hellen Kreise, in welchen sie zu stehen scheinen, gleiche Lichtstärke besassen. Der zweite störende Umstand ist der, dass die Feuchtigkeit, mit welcher die Cornea überzogen ist, namentlich bei fortgesetzten Versuchen eine nicht regelmässe Gestalt annehmen mag. Sähe man mit freiem Auge, so würde der störende Einfluss solcher Stellen verschwinden, anders jedoch, wenn man durch feine Oeffnungen sieht, wo dergleichen Unregelmässigkeiten sich sehr geltend machen können.

Wenn auch durch diese Versuche, die ich auch von anderen Personen anstellen liess, das fragliche Intervall mit keiner grossen Genauigkeit gefunden werden kann, so scheint doch mindestens so viel gewiss, dass für die meisten der vorkommenden Augen

ein solches Intervall vorhanden sei. Es ist nicht richtig, wenn mehrere Physiologen und Physiker der Meinung sind, dass bei dem sogenannten normalen Auge von einem dergleichen Intervall nichts vorkomme, dass dieses Auge vielmehr von einer gewissen verhältnissmässig kleinen Entfernung ab bis ins Unendliche die Spitze durch zwei Oeffnungen einfach sehen würde. Wir werden sogleich nachweisen, auf welche Art sich die verschiedenen Augen in Bezug auf dieses Experiment verhalten und wollen vorläufig nur bemerken, dass bis jetzt nichts bekannt sei, welches einen spezifischen Unterschied zwischen den verschiedenen Augen aufzustellen berechtigte. Mit Bezug auf die im Leben am häufigsten vorkommende Gegenstände ist allerdings das Auge das brauchbarste, welches die Objecte weder in zu grosse Nähe bringt noch dieselben zu weit entfernt, und die meisten Beschäftigungen (Lesen, Schreiben u. s. w.) sind auch den Anforderungen dieses Auges gemäss eingerichtet. Allein doch ist, optisch genommen, kein erheblicher Unterschied zwischen diesen Augen und den kurzsichtigen, und obgleich diese letzteren einen so kleinen Spielraum haben, berechtigt bis jetzt nichts, ihnen eine kleinere Adaptionsfähigkeit zuzuschreiben.

Die zu Anfang dieses Abschnitts mitgetheilte Tafel über die Entfernung der Bilder b_2 für gewisse Entfernungen der Objecte a habe ich nämlich so eingerichtet, dass die aufeinanderfolgende Werthe von b_2 die constante Differenz $0''',2316$ haben. Ich werde diese Differenz das Maass der Adaptionskraft nennen und voraussetzen, dass, wenn bei irgend einem Auge Bilder in der bestimmten Entfernung b_2 deutlich seien, das Auge die Fähigkeit habe sich so zu verändern, dass es andere Bilder in der Entfernung $b_2 + 0''',2316$ mit gleicher Deutlichkeit sehe. Wenn dieser Fall ist, so wird nach jener Tafel ein Auge Objecte deutlich sehen:

in der Entfernung von 4″,3 bis 4,8
der — — — — — 10,4 — 15,3 u. s. w.
der — — — — — 30″ — ∞

hier wäre also ein sehr verschiedener Spielraum der Adaptirung, während die zu Grunde liegende Kraft doch dieselbe ist, nur der Effect dieser Kraft ist verschieden, und das ist im Allgemeinen gerade dasjenige, was die Erfahrung zeigt.

Es versteht sich hierbei von selbst, dass wir auf die Differenz

in der Bildweite von 0''',2316 gerade kein besonderes Gewicht legen, obgleich dieselbe von der Wahrheit nicht viel entfernt sein dürfte. Wir brauchen ferner nicht zu wiederholen, dass wir nicht die Absicht haben, das in Rede stehende Intervall der Adaptirung für ein solches auszugeben, innerhalb welches die Bilder vollkommen deutlich seien, sondern nur für dasjenige Intervall, innerhalb welches Bilder von relativ kleinen Gegenständen nicht wesentlich verändert erscheinen. Ich kann keinen anderen Begriff mit dem verbinden, was man bei den Wahrnehmungen des Auges Deutlichkeit nennt. Es wird auch gut sein zu bemerken, dass die Entfernungen, in welchen die Spitze einfach erscheint, nicht diejenigen sind, in welchen das betreffende Auge die gewöhnlichen Beschäftigungen vornimmt, dass vielmehr die Kurzsichtigen die Gegenstände mehr entfernen, wahrscheinlich weil die grössere Undeutlichkeit durch den Vortheil aufgewogen wird, beide Augen ohne Anstrengung gebrauchen zu können. Endlich möchte ich noch darauf aufmerksam machen, dass die Hypothese von der gleichen Adaptionskraft der verschiedensten Augen nur für die gewöhnlich vorkommenden gilt, und durch einzelne Individuen mit einem überwiegend grossen oder kleinen Adaptionsintervall nicht wohl widerlegt werden kann.

Was die Behauptung betrifft, dass es auch für die normalen Augen eine Gränze geben wird, jenseits welcher sie die Spitze durch zwei Oeffnungen wiederum doppelt sehen, so ist, wie gesagt, vorauszusehen, dass sie bei der Vorstellung, die man häufig von der Natur dieser Augen hat, Widerspruch erfahren wird. Dass er jedoch nicht begründet wäre, ersieht man schon daraus, dass wenn ein solches Auge durch ein stark vergrösserndes Mikroskop sieht, es eben so genau einstellen muss als die anderen Augen, was freilich nur dann wird gehörig beachtet werden können, wenn es sich um das Erkennen sehr kleiner Gegenstände handelt, die gewissermassen die Gränze der Leistungen des Instruments bilden. Ausserdem spricht für die Richtigkeit jener Behauptung Volkmann, welcher sich so äussert *): „Treviranus hat Unrecht, wenn er den entscheidenden Versuch Scheiners nur für kurzsichtige Augen gültig hält. Ich habe gefunden, dass

*) Im angef. Werke pag. 121.

auch die weitsichtigsten Menschen durch zwei Kartenlöcher ein hinreichend entlegenes Object doppelt sehen."

Und endlich lassen die Untersuchungen Burow's*) hierüber keinen Zweifel zu. Er hat über die Adaptionsfähigkeit im Allgemeinen dieselbe Ansicht, als vorher entwickelt worden, und hat an vielen Individuen mit einem ähnlichen Instrument, als dem beschriebenen, Versuche über das Adaptionsintervall angestellt. (Burow führt an, und es ist zur Beurtheilung der folgenden, von ihm an 11 Individuen gefundenen Werthe nöthig zu wissen, dass trotz der Einfachheit des Experiments es nur wenige Menschen gebe, die nicht zu ungeschickt wären, es anzustellen.)

Einfaches Bild	
beim Entfernen der Spitze	beim Nähern der Spitze
in 2″	2″,9
4,3	6,7
5.8	9,2
6,5	12,5
6,8	12,5
7,3	13,3
8,3	15,
9,2	16,3
12,3	20,5
15,	50,
21,7	∞

Einige dieser Zahlen sprechen für die vorausgesetzte Differenz von 0‴,2316 in dem Werthe von b_1; andere entfernen sich davon, was bei der Natur solcher Beobachtungen nicht anders erwartet werden kann. Da, wo es im Folgenden einer positiven Annahme bedarf, werden wir es bei der unsrigen bewenden lassen.

Was die Art betrifft, wie die Adaptirung im Auge vor sich geht, so giebt es darüber so viele Ansichten, als möglich sind. Die Verlängerung und Verkürzung des ganzen Augapfels, die Veränderung des Radius der Cornea, der Entfernung zwischen Cornea und Linse, der Radien dieser letzteren und endlich Veränderungen des Brechungsverhältnisses hat man zum Behuf der Adaptirung in Anspruch genommen, und

*) Im angef. Werke pag. 164.

wir wollen zuvörderst die eine oder andere dieser Ansichten durch die Rechnung verfolgen.

Was die Veränderung der Axe des Augapfels betrifft, so müsste dieselbe 0‴,2316 betragen, wenn das Auge innerhalb des besprochenen Intervalls sich adaptiren sollte.

Was die Veränderung in dem Radius der Cornea anbelangt, so kann man sie auf folgende Art finden. Zwischen a und b_2 hatten wir zu Anfang dieses Abschnitts die Gleichung

$$b_2 = \frac{(8,2) - a\,(8,1)}{(9,2) - a\,(9,1)}\, n_2 \;\ldots\ldots \text{VIII.}$$

Man setze $(8,1) = (1)\,(8,2) + (8,3)$

$(9,1) = (1)\,(9,2) + (9,3)$,

und der Kürze halber $\frac{b_2}{n_2} = p$.

so erhält man $$(1) = -\frac{(8,3) - p\,(9,3)}{(8,2) - p\,(9,2)} + \frac{1}{a} \ldots \text{IX}$$

Nun ist $(1) = \frac{n-1}{r}$ und r der Radius der Cornea, somit kann aus dieser Gleichung für beliebige Werthe von a und b_2 der entsprechende Halbmesser der Hornhaut gefunden werden.

Wir wollen diese Gleichung zuerst benutzen r für den Fall zu bestimmen, dass das Bild eines unendlich entfernten Gegenstandes genau auf die Retina falle. Nach den angegebenen mittleren Dimensionen des Auges müsste also für $a = \infty$

$b_2 = 6‴,26$ sein, und somit findet sich $r = 2‴,884$,

während im Mittel der Radius der Hornhaut = 3‴,39 gefunden worden ist. Mile ist nun auch der Meinung, dass dieser letztere unsern Rechnungen zu Grunde liegende Radius zu gross sei und dass überhaupt, wenn die Bilder nach der Rechnung nicht auf die Retina fallen, dies von der Veränderung des fraglichen Halbmessers nach dem Tode herrühre. Er giebt an, dass ein vor das Auge lebender Menschen gehaltener Kartenausschnitt von 3‴ Radius mit der Corneakrümmung der meisten Augen zu passen scheine, dass dagegen einer von 3‴,3 zu gross sei *). Wenn dies sich wirklich so verhält, so muss der Radius noch kleiner angenommen werden, denn Mile hat sicherlich mit dem Kartenaus-

*) Mile: Ueber die Richtungslinien des Sehens. Poggend. Ann. Bd. 42. pag. 61.

schnitt die Cornea nicht berührt, wegen der Empfindlichkeit der sie überkleidenden Conjunctiva.

Die Gleichung IX. kann man ferner benutzen um die Veränderung im Radius der Cornea zu berechnen, damit das Auge sich für das oben besprochene Intervall adaptire.

Man setze z. B. $a = 30' = 360''$

$b_2 = 7''',5232$ (ein Werth, welcher für das unveränderte Auge der Entfernung $a = \infty$ zugehört), so erhält man $r = 3''',298$.

Die Veränderung des Hornhauthalbmessers von beiläufig $\frac{1}{10}$ Linie würde also die Adaptirung innerhalb des bezeichneten Intervalls erklären.

Eine andere, jetzt viele Anhänger zählende Hypothese lässt die Distanz zwischen Cornea und Linse variiren, und auf folgende Weise würde man die nöthige Rechnung hierüber anstellen. Man setze in IX für (8,2), $(2)(8,3) + (8,4)$

„ (9,2), $(2)(9,3) + (9,4)$

und erhält $$(2) = -\frac{(8,4) - p(9,4)}{(8,3) - p(9,3)} + \frac{a}{1 - (1)a} \quad \ldots \text{X}$$

Nun ist $(2) = -\frac{d}{n}$, wo d die Entfernung der vorderen Linsenfläche von der Cornea bedeutet; also giebt die letzte Gleichung für beliebige Werthe a und b_2 den entsprechenden von d.

Wenn man die Adaptirung durch die Verschiebung der Linse erklären will, so lässt sich zur Berechnung der nöthigen Veränderung die letzte Gleichung nicht unmittelbar anwenden. Da nämlich b_2 von der Hinterfläche der Linse gezählt wird, so verändert sich diese Grösse zu gleicher Zeit mit d. Inzwischen verfahre man so. Man setze für d $d - x$,

für b_2 $b_2 + x$,

indem man voraussetzt, dass b_2 von demselben Ort als bisher gezählt werde, also von einem Punkte in der Axe des Auges, welcher $3''',571$ hinter der vorderen Hornhautfläche liegt. Für diese Werthe wird die Gleichung X in Bezug auf x vom zweiten Grade, und zwar:

$$\frac{1}{n}x^2 - \left\{\frac{B}{n} + A - \frac{(9,4)}{(9,3)}\right\}x = n_2\frac{(8,4)}{(9,3)} - b_2\frac{(9,4)}{(9,3)} - A.B \ldots \text{XI}$$

wo mit A die Grösse $\frac{d}{n} + \frac{a}{1 - (1)a}$

mit B die Grösse $n_2 \frac{(8,3)}{(9,3)} - b_2$ bezeichnet worden ist.

Für angenommene Werthe von a und b_2 erhält man hieraus x. Es sei z. B. $a = 360'''$,

$b_2 = 7''',5232$,

so ergiebt die Gleichung XI den positiven Werth $x = 0''',5583$, der zweite Werth wird negativ und fiele ausserhalb des Auges.

Die Linse müsste also um etwas mehr als $\frac{1}{2}$ Linie der Cornea genähert werden, wenn das Auge in 30 Zoll so deutlich sollte sehen können als in unendlicher Entfernung. Berechnet man die übrigen Adaptionsintervalle, so findet man nahe dieselbe Verschiebung von $\frac{1}{2}$ Linie. Diese Art, die Adaption durch Verschiebung der Crystalllinse zu erklären, ist nicht neu; schon Kepler, Scheiner, Jurin, Porterfield, Camper nahmen sie an; aber erst in neuerer Zeit scheint sie bei den Physiologen die herrschende zu werden, wozu die gründlichen und umfassenden Untersuchungen Hueck's in dem bereits citirten Werke viel beitragen werden. Auch Burow theilt diese Ansicht und Joh. Müller scheint ihr nicht abgeneigt, obgleich er mit Recht bemerkt, dass in Bezug auf den Vorgang beim Adaptiren der Stand der Frage der ist, dass verschiedene Weisen der Erklärung möglich seien, ohne dass gerade die Richtigkeit einer bestimmten vorliege.

Hueck führt für die von ihm am ausführlichsten entwickelte Ansicht folgende wichtige Beobachtungen an *):

Es stelle sich der zu Beobachtende, dessen Auge wohl gebildet und weder kurzsichtig noch fernsichtig sein muss, an das Fenster, bei einer so hellen Beleuchtung, dass die Pupille sich im Nah- und Fernsehen nicht ändert. (?) Er schliesse das eine Auge und sehe nun bald auf einen 5 Zoll nahen, bald auf einen entferntern Punkt. Hierbei ist genau darauf zu achten, dass beide Punkte sich in der Augenaxe befinden, und der bulbus durchaus unbeweglich bleibe. Jetzt stelle sich der Beobachter zur Seite des zu beobachtenden Auges, so dass er durch die Hornhaut die Iris deutlich im Profil sieht. Sind nun alle diese Bedingungen genau beobachtet worden, so sieht man, sobald sich das Auge für den nahen Gegenstand anpasst, die Vorderfläche der Iris in der Mitte gewölbt hervortreten, dagegen, sobald das Auge in die Ferne

*) Am angef. O. pag. 60.

blickt, sich wiederum abflachen. Solche Versuche hat der Verfasser an 19 Individuen in dieser Weise angestellt, von denen 6 etwas kurzsichtig waren; er sah bei allen das Hervorwölben, nur in verschiedenem Maasse. Bei jungen Personen mit normalem, gesundem Auge und stark gewölbter Hornhaut war das Hervortreten sehr deutlich und betrug, mit einem Glasmikrometer gemessen, 0,‴5 bis 0,‴75. Bei zwei sehr scharf. und nah wie fern deutlich sehenden Individuen mit einer kleineren Iris und mehr flacher Hornhaut erschien während des Fernsehens die Iris in der Mitte fast vertieft und wölbte sich nur um 0,‴4; bei Kurzsichtigen erschien die Iris auch beim Fernsehen etwas gewölbt und das Hervortreten war gering. — Aehnliche Erfahrungen, auf eine sehr scharfsinnige Weise an Thieren angestellt, ergaben dem Verfasser ähnliche Resultate.

Hueck ist der Meinung, dass das Accommodationsvermögen, welches sich also nach ihm in einer Verschiebung der Linse äussert, beim Fernsehen ruhe und nur beim Nahesehen thätig sei. Denn im Fernsehen, wenn das Auge nicht gerade scharf fixirt werde, ermüde das Auge nicht; ferner lähme anhaltendes Fernsehen die Accomodationskraft, weil sie dabei nicht geübt wird. Diese Thatsachen liessen sich, wie mir scheint, wohl auch durch Muskelbewegung erklären; der grössere Zwang beim Sehen naher Gegenstände liesse sich erklären durch die Nothwendigkeit, die Augenaxen mehr gegen einander zu neigen, welches mit Anstrengung verbunden ist, die Schwächung der Accomodationskraft bei anhaltendem Fernsehen durch die bekannte Erfahrung, dass Muskelbewegung einer steten Uebung bedarf, wenn sie nicht an Feinheit und Leichtigkeit verlieren soll. Auch der Umstand, den Hueck zur Unterstützung seiner Behauptung anführt, dass das Auge im Tode für die Ferne adaptirt, die Linse also zurückgeschoben sei, scheint nicht gerade entscheidend zu sein. Denn im Tode, wie im Schlafe, sind die Augen nach innen und oben gerichtet und hierzu gehört dann eine kleine Pupille und eine Adaption für die Nähe. Ich führe diess an, weil es mir scheint, dass ich gerade beim Fernsehen eine Anstrengung mache, und weil Hueck selbst an sich beobachtet hat, dass wenn er sein Auge für ein entferntes Object bei vorgehaltenem nahen adaptiren wolle, er so thue, als wollte er das nahe Object durchbohren. Diess innere Gefühl glaube ich bei demselben Bestreben gleichfalls

zu haben, und es spricht ausserdem nicht für die in Rede stehende Erklärung des Adaptirens, weil die Linse beim Sehen in die Ferne zurückgezogen werden muss. Allein es ist mit solchen inneren Gefühlen eine eigene Sache; sie sind meist zu unbestimmt, als dass man grosses Gewicht darauf legen dürfte. Volkmann hat gegen die fragliche Theorie der Adaptirung einen scharfsinnigen Einwand gemacht *). Er giebt an, dass wenn bei einer gewissen Entfernung der Crystalllinse von der Cornea, zwei Objecte, die nicht in der Augenaxe liegen und also durch indirectes Sehen wahrgenommen werden, sich decken, diese Deckung aufhören muss, wenn die Linse ihre Lage ändert. Theoretisch ist diese Bemerkung vollkommen richtig. In dem folgenden Abschnitt haben wir die Lehre von den optischen Hauptpunkten im Auge entwickelt und gefunden, dass dieselben 3,'''193 und 3,'''276 von der Cornea entfernt liegen, wobei vorausgesetzt ist, dass die Vorderfläche der Linse um 1,531 von der Hornhaut abstehe. Bewegt sich nun aber die Linse, wie vorher berechnet worden, um 0,'''5583 nach vorn, dann liegen die beiden Hauptpunkte 3,'''040 und 3,'''140 entfernt, und daher hat nicht allein die frühere Deckung seitlicher Objecte aufgehört, sondern auch die Grösse des Bildes eines und desselben Objects auf der Retina wäre verändert und zwar vergrössert. Volkmann hat nun durch Versuche gefunden, dass trotz der verschiedenen Adaptirung zwei Objecte nicht aufhören sich zu decken. Inzwischen scheinen Versuche dieser Art wenig beweisend, weil die Unterschiede, um die es sich hier handelt, erstens unbedeutend sind und dann zweitens durch Versuche mittelst indirecten Sehens nicht ermittelt werden könnten. Wir verweisen wegen der Versuche bei indirectem Sehen auf den folgenden Abschnitt.

Was nun die Verschiebung der Linse betrifft, so kömmt man überein, sie durch den Ciliarkörper bewirken zu lassen. Nach Hueck's Untersuchungen **) hat derselbe mit der Iris einerlei Structur, so dass man die Contractilität, welche der letzteren unzweifelhaft zusteht, auch auf ihn übertragen darf. Die Zusammenziehung des Ciliarkörpers treibt also die Linse nach vorn und

*) A. W. Volkmann Neue Beiträge zur Physiologie des Gesichtssinnes. Leipzig 1836. pag. 179.

**) Am angef. Orte pag. 104.

soll nach Hueck ausserdem die Convexität der Linse vergrössern. Der Theil der wässrigen Flüssigkeit, welcher durch die Lageveränderung der Linse aus seiner Stelle verdrängt wird, würde von dem vorderen Fontana'schen Kanal aufgenommen werden. Diese Beschreibung des Vorgangs mag dem Physiker genügen; weiteres anatomisches Detail sehe man bei Hueck nach.

Wenn der letztere ausser einer Verschiebung der Linse beim Nahesehen auch noch eine Veränderung ihres Halbmessers für nothwendig erachtet, so bleiben andere Physiologen bei der blossen Verschiebung stehen, z. B. Burow *). Er erklärt die Bewegung der Linse durch die Turgescenz und Entleerung der Gefässe des Ciliarkörpers, und führt zur Unterstützung dieser Ansicht an, dass der Gefässbau in der Iris und dem Ciliarkörper derselbe sei, und für beide gleiche Nerven bestimmt seien.

Verlassen wir das Gebiet des mehr oder weniger hypothetischen, so sehen wir die Adaptirung in einem reellen nahen Zusammenhang mit den Bewegungen der Iris. Die Pupille erweitert sich beim Sehen in die Ferne und zieht sich zusammen beim Sehen in die Nähe, das erstere sogar unter Einwirkung eines starken Lichts, wie Joh. Müller angiebt **), und wonach die obige, gegentheilige Angabe Hueck's zu berichtigen wäre.

Die Physiologen sind über die Art dieses Zusammenhangs zwischen Adaptirung und Weite der Pupille nicht einig. Die einen leiten, wie wir angeführt haben, aus der Bewegung der Iris unmittelbar die Adaptirung her, so dass beide sich wie Grund und Folge verhalten; andere sind dieser Meinung nicht. Joh. Müller macht zu gleicher Zeit auf den Zusammenhang der Adaptirung mit der Bewegung des Augapfels aufmerksam; so wie das Auge nach innen sich bewegt, erweitert sich die Pupille, und es tritt eine Adaptirung für die Nähe ein, und umgekehrt. Es sind somit drei Phänomene, welche zusammenhängen; allein weder dieser berühmte Gelehrte, noch Volkmann sind der Meinung, dass dieser Zusammenhang der Art sei, um behaupten zu können, dass immer, wenn die Pupille sich verändert, auch eine Veränderung in der Adaptirung eintrete. Es wäre für manche Untersuchungen auf diesem Gebiet sehr wünschenswerth, diess bestimmt ver-

*) Am angef. Orte, pag. 134.
**) Am angef. Orte, pag. 330.

neinen oder bejahen zu können; wenn man jedoch erwägt, was wir oben über die Deutlichkeit der Bilder in Bezug auf die Adaptirung bemerkt haben, so scheint das eine schwierige Sache. Es ist richtig, dass die Pupille nicht bloss der Adaptirung, sondern auch der jedesmaligen Lichtstärke gehorcht, wiewohl diese letztere Function nicht ihre hauptsächlichste ist; allein es hat seine Schwierigkeit zu ermitteln, ob inmitten der Einwirkung verschiedener Lichtintensitäten die Adaptirung sich ändere oder nicht. Nachdem wir nämlich nun lange über den Act der Adaptirung und seine Nothwendigkeit gesprochen, ist es nöthig, wiederum erinnert zu werden, dass durch diese Thätigkeit keine vollkommenen Bilder hervorgebracht werden, dass man ferner kein ordentliches Maass für die Adaptirung habe, und dass dasselbe sogar, wenn es vorhanden wäre, unter Umständen schwer zu gebrauchen sein würde, wo die Lichtstärke und dadurch die Empfindlichkeit der Retina sich ändert, wo also ein Theil der jedesmal vorhandenen Zerstreuungskreise mehr oder weniger deutlich perzipirt werden wird.

Man sieht aus diesem Abschnitt, dass die Frage wegen Adaptirung, trotz der Aufmerksamkeit, die ihr gewidmet worden ist, noch weit von ihrer Beantwortung entfernt ist.

Ueber die Richtung des Sehens und die Grösse der Bilder auf der Netzhaut.

Die Aufgabe, welche hier zu lösen ist, kann folgendermassen ausgesprochen werden:

Es soll die Lage eines Strahls angegeben werden, welcher alle Brechungen im Auge erfahren, sich also in dem Glaskörper bewegt, und mit der Axe des Auges denselben Winkel bildet, als vor diesen Brechungen.

Ehe wir an die Lösung dieser Aufgabe gehen, wollen wir zuerst über die in dieser Beziehung angestellten Untersuchungen berichten.

Volkmann, der überhaupt das Verdienst hat, die vorliegenden Fragen der Unbestimmtheit entrissen zu haben, in der sie bis dahin bei allen übrigen Schriftstellern zu liegen pflegten, bezeichnet durch „Sehestrahlen“ gerade Linien, gezogen von einem Punkte des Bildes auf der Retina nach dem entsprechenden des

Objects. Wenn das Auge die Gegenstände genau an ihrem Orte sieht, so muss es dieselben in der Richtung dieser geraden Linien empfinden. Volkmann stellt den Satz auf, dass diese letzteren sich sämmtlich in einem und demselben Punkt innerhalb des Auges schneiden, und nennt diesen Punkt den Kreuzungspunkt, auch Drehungspunkt, weil er weiter gefunden hat, dass das Auge bei allen seinen Bewegungen sich um diesem Punkt drehe.

Obgleich, wie Volkmann selbst sagt und wie auch einleuchtend ist, diese Sehestrahlen nur imaginäre Linien sind, so stellt er sich nichts desto weniger die Aufgabe, ihren Durchkreuzungspunkt am lebenden Auge, also durch Messungen ausserhalb des Organs, kennen zu lernen. Er glaubte diess durch ein eigenthümliches Instrument zu erreichen, dem er den Namen Gesichtswinkelmesser giebt, und welches man Tafel I. Fig. 1. abgebildet sieht. Wir theilen die Beschreibung desselben mit den Worten des Erfinders mit, welche zugleich die Vorschrift zum Gebrauch des Instruments enthalten *).

Ein Brettchen A B C D wurde bei A mit einem Ausschnitt versehen, in welchem genau die Nase passte. Dieses Brettchen setzte ich unter dem Auge in horizontaler Lage fest an, liess einen Punkt b bezeichnen, den ich fixirte, und einen Punkt d, welcher durch b verdeckt wurde. Dadurch wurde es möglich, auf dem Instrument eine Linie d b a zu verzeichnen, welche der verlängerten Seheaxe entsprach. Bei b wurde ein Haarvisier angebracht, dessen Entfernung von a 6 Zoll betrug. Bei l war ein Diopter mit einem äusserst feinen Seheloch angebracht. Setzte ich das Seheloch sorgfältig an, so sah das Auge von a aus das Haar des Visieres b, in der Mitte des Diopterlochs l schwebend. Ein zweites Haarvisier war an dem Punkte c befestigt, einen Zoll weit von b entfernt, und mit der Linie a b einen Winkel von 90° bildend. Dieses zweite Visier c stand auf einer festen Scheibe, um welche sich ein Ring ss in horizontaler Richtung drehte. An diesem drehbaren Ring ist ein Diopterlineal r r befestigt, welches bei m einen sehr feinen Diopter trägt. Das drehbare Lineal lässt sich demnach so stellen, dass das Auge von a aus, gleichzeitig das Visier b durch das Diopterloch l und und das Vi-

*) Volkmann: Neue Beiträge zur Physiologie des Gesichtssinnes. Leipzig 1836. pag. 31.

sier c durch den Diopter m sieht. Stehen die Haare der Visiere genau in der Mitte der Diopterlöcher, so geben die Visierlinien die Sehestrahlen. Bekannt ist nun der Winkel a b c = 90°, bekannt ist die Entfernung b c = 1 Zoll, und es kommt nur noch darauf an, den Winkel bei c zu kennen. Diesen Winkel misst nun das Diopterlineal auf einer Gradeintheilung n u. Am Lineal selbst ist der Nonius t t angebracht, auf die Weise eingetheilt, dass 10 Abschnitte an ihm 9 halben Graden auf u u entsprechen. Es sind also bei Ausmessung des Winkels b c a Differenzen von 3 Minuten merkbar. Aus dem Gegebenen lässt sich nun die Entfernung des betrachteten Visiers b vom Kreuzungspunkt der Sehestrahlen berechnen, und um die Lage dieses Punktes im Auge zu bestimmen, kam es nur darauf an, die Entfernung des Objects vom vordersten Punkt des Auges, von jener ersten Entfernung zu subtrahiren. Der Abstand des Visiers b vom Auge wurde mittelst eines feinen Maassstabes v erkannt, der zwischen a und l bei v angebracht war. Wenn man nämlich das Instrument mit dem Rande A D, unterhalb des unteren Augenliedes fest andrückt, so schwebt der vorderste Punkt der Hornhaut nicht über dem Punkte a, welcher 6 Zoll von b entfernt ist, sondern über einem Punkt zwischen a und l. Daher wurde bei jedem Versuche ein Assistent so gestellt, dass er, von D aus visierend, *bestimmen* konnte, über welcher Linie des Maassstabes v der vorderste Punkt der Hornhaut seine Stellung hatte.

Mit Hülfe des gedachten Instruments ergab sich nun die Entfernung des Kreuzungspunktes der Sehestrahlen von dem vordersten Punkte der Hornhaut

in Volkmanns Auge	0,472	Zoll.
im Auge eines erwachsenen Mannes	0,422	-
- - - 14jährigen Mädchens	0,472	-
- - einer erwachsenen Frau	0,522	-
- - eines Mannes	0,422	-
- - - -	0,422	-
- - - -	0,472	-
- - - -	0,522	-
im Mittel	0‴,466 = 5‴,592	Par.

Da nun der Radius der Cornea 3,39 L. beträgt, so würde dieser Durchkreuzungspunkt 2‴,2 hinter dem Centrum der Cornea liegen.

Volkmann endet diesen Abschnitt mit der Behauptung, dass der Stand des Netzhautbildes durch eine gerade Linie bestimmt werde, die von dem Object durch den gemeinschaftlichen Kreuzungspunkt der Richtungs- und Sehestrahlen auf die Netzhaut gefällt wird. (Volkmann hat die Ansicht von dem Zusammenhalten des Drehungspunktes mit dem Durchkreuzungspunkt der Richtungslinien in neuester Zeit zurückgenommen,*) während der hier folgende Abschnitt bereits vor zwei Jahren geschrieben worden ist. Die Bemerkungen, die ich mir zu machen erlauben werde, treffen also diesen Gelehrten in keiner Art, und ich habe sie nur deshalb nicht unterdrücken mögen, weil dabei einiges zur Sprache kömmt, welches von andern Autoren nicht richtig auseinander gesetzt worden ist.)

Es kömmt bei diesen Versuchen, wie man sieht, darauf an, die Augenaxe unverrückt in der Richtung l h zu erhalten, und durch ein seitliches indirectes Sehen den Diopter m auf das Haar bei c einzustellen. Scharf wird sich dies nicht bewerkstelligen lassen; denn das indirecte Sehen ist ein sehr undeutliches, wovon man sich leicht überzeugt, wenn man mittelst desselben eine Schrift zu erkennen versucht, welches mir mindestens ganz unmöglich ist. Ja das eigentlich genaue Sehen, durch welches z. B. ein Diopter scharf eingestellt werden kann, scheint nicht einmal dem gelben Fleck in seiner ganzen Ausdehnung zuzustehen, sondern nur dem Theil desselben, der in der Augenaxe liegt. Denn Burow giebt an,**) dass man die Augenaxe beim Lesen verändern müsse, selbst wenn die Zeile nur 1″,5 lang ist, und ihr Bild die Grösse des gelben Flecks kaum überragt. Bekannt ist es auch, dass die guten Beobachter durch dioptrische Instrumente die Fähigkeit haben, ihr Auge, d. h. die Axe desselben, scharf auf einen bestimmten Punkt des Objects zu richten.

Zugegeben nun, dass in den Versuchen Volkmann's ein indirectes Sehen wirklich stattgefunden habe, so wird der Winkel bei c nicht genau zu bestimmen gewesen sein, und dieser Mangel an Genauigkeit wird, wie man sogleich sieht, da der Winkel bei

*) Archiv für Anatomie, Physiologie u. s. w. Herausgegeben von Joh. Müller. Jahrgang 1843. Heft 1.

**) Beiträge zur Physiologie und Physik des menschlichen Auges. Königsberg 1811. S. 31.

c einige 80 Grad betragen wird, auf den vorausgesetzten Durchkreuzungspunkt von einem keinesweges zu vernachlässigenden Einfluss sein. Ausserdem hat es Schwierigkeit, den Punkt auf der Eintheilnng v anzugeben, über welchem der äusserste Punkt der Cornea sich befindet.

In der Anwendung wird es, glaube ich, den meisten Beobachtern mit diesem Instrument wie mir ergehen; sie werden selbst sehr deutlich fühlen, dass sie den Diopter m e nicht durch indirectes Sehen einstellen, sondern zu dem Ende die Augenaxe geradezu dahin richten. Dies jedoch soll bestimmt nicht der Fall sein, weil, wenn das Auge bei diesen Versuchen gedreht wird, man den Drehungspunkt des Augapfels erhält, aber nicht den Durchkreuzungspunkt der Richtungsstrahlen. Volkmann hat dieser Schwierigkeit beim Gebrauch seines Instrumentes nicht erwähnt, und es bleibt daher fraglich, in wie fern sie bei den Messungen an seinen eigenen und denen anderer Augen berücksichtigt worden ist. Ich muss gestehen, dass es mir mit dem Instrument nicht gelang, weil ich es nicht dahin bringen konnte, b zu fixiren und zugleich den Diopter m ohne Verrücken des Auges einzustellen. Wie gesagt, wenn die Schwierigkeit des Fixirens bei einem Auge nicht überwunden ist, wenn es gedreht wird, so erhält man für dieses Auge nur den Drehungspunkt *durch* Versuche der beschriebenen Art. Hierzu hat Burow das Instrument auch angewandt,*) und im Mittel aus 40 Versuchen an seinem eigenen Auge gefunden, dass dessen Drehungspunkt

$$5''',42$$

hinter der vordersten Stelle der Cornea liege, welches mit dem obigen von Volkmann gefundenen Mittelwerth gut genug übereinstimmt.

Wenn das Vorangehende Einwendungen gegen die Art der Beobachtung sind, so bleibt nun noch die erheblichste gegen die zu Grunde liegende Voraussetzung. Man habe Fig. 2. die Linien b a, c d in Bezug auf das Auge bestimmt; wodurch könnte es gerechtfertigt werden, wenn diese Linien geradlinig verlängert und also ungebrochen im Innern des Auges fortgesetzt werden, um den Durchschneidungspunkt k zu erlangen? Warum soll γ der Ort sein, wo das Object c sich auf der Retina abbildet? Die Beobachtung hat nichts ergeben, als dass die beiden Punkte c und

*) Am angef. O. pag. 21.

d, oder wenn man will, alle Punkte der Linie cd sich auf einer und derselben Stelle der Retina abbilden, denn ihre Bilder decken sich. Daraus folgt jedoch nicht, dass dies in γ gerade geschehen müsse, welches vielmehr aus theoretischen Gründen sogar unmöglich ist. Man überzeugt sich hiervon freilich am besten durch das Folgende, allein auch schon vorläufig dadurch, dass man statt des complicirteren Auges eine einfache biconvexe Linse sich denkt.

Ganz anders verhält es sich mit Versuchen, welche Volkmann an todten Augen weisser Kaninchen anstellte. Hier war die Lage des Bildes auf der Retina bekannt, und wenn irgend ein Punkt desselben mit dem entsprechenden des Objects verbunden wurde, so erhält man einen Durchkreuzungspunkt, der weder constant sein kann, noch für den vorliegenden Zweck von Erheblichkeit ist.

Wir kehren nunmehr zu der Aufgabe zurück, die zu Anfang dieses Abschnitts gestellt worden ist. In einem früheren Abschnitt „Weg der Lichtstrahlen durchs Auge“ wurde ein Lichtstrahl vorausgesetzt, der auf ein System von $i+1$ Linsen fällt, den Winkel w mit ihrer gemeinschaftlichen Axe macht, und in der $i+1$ten Linse den Winkel v_i. Ist zugleich n_i der Brechungsindex der $i+1$ten Linse, so ergab sich nach nach der dortigen Bezeichnung (II)

$$n_i \; v_i = (4i+1,a)\, w$$

Da man das Auge als aus drei Körpern mit sphärischen Flächen zu betrachten hat, so wird $i = 2$, und folglich

$$n_2 \; v_2 = (9,a)\, w$$

In so fern nun w der Winkel des Strahls mit der Axe vor der Brechung ist, v_2 derselbe nach allen Brechungen, d. h. der Winkel, den der Strahl im Glaskörper mit der Augenaxe bildet, so soll zufolge der Aufgabe $v_2 = w$ sein, welchen Werth auch w habe, vorausgesetzt nur, es sei hinlänglich klein, um für sin. w w schreiben zu dürfen.

Damit diese Bedingung erfüllt werde, muss man haben

$$n_2 = (9,a)$$

und hieraus a bestimmen.

a bedeutet die Entfernung von der ersten brechenden Fläche, wo der ursprüngliche Strahl die Axe trifft, und zwar ist a positiv, wenn diese Entfernung nach Innen liegt.

Setzt man für (9,a) a(9,1) + (9,2), so findet man

$$a = \frac{n_2 - (9,2)}{(9,1)}$$

Wenn man nun den Grössen rechts die in einem früheren Abschnitte ermittelten Werthe beilegt, so findet man

$$a = 3''',1928$$

und dies lehrt, dass wenn ein Strahl so gegen die Augenaxe gerichtet ist, dass er sie in einer Entfernung von 3‴,19.. hinter der Cornea träfe, dann wird er in der Glasfeuchtigkeit sich seiner ursprünglichen Richtung parallel bewegen, und zwar welches auch der Winkel sei, unter dem er gegen die Augenaxe geneigt war.

Wir werden diesen Punkt, der 0‴,197.., also noch nicht $\frac{1}{5}$ Linie vor dem Centrum der Cornea liegt, den ersten optischen Hauptpunkt des Auges nennen. Es giebt einen zweiten, der erhalten wird, wenn man den Punkt sucht, wo der, dem betrachteten, parallele Strahl die Axe trifft oder träfe, wenn man ihn sich bis zur Axe verlängert denkt.

Man hat zufolge der Gleichung (V) des erwähnten Abschnitts

$$\frac{b_2}{n_2} = \frac{(8,a)}{(9,a)},$$

wo b_2 die Entfernung von der letzten brechenden Fläche (hier also der Vorderfläche des Glaskörpers) bedeutet. *Da nun der* Strahl, für welchen hier b_2 gesucht wird, die Bedingung erfüllt $n_2 = (9,a)$, so findet man

$$b_2 = a\,(8,1) + (8,2)$$

oder

$$b_2 = \frac{n_2\,(8,1) - 1,}{(9,1)}$$

in sofern $(9,1)(8,2) - (8,1)(9,2) = -1$, und überhaupt $(n,1)(n-1,3) - (n-1,1)(n,2) = \pm 1$, je nachdem n gerade oder ungerade.

Man findet demnach

$$b_2 = -0''',2946,$$

wo das Zeichen — bedeutet, dass der gesuchte Punkt in entgegengesetzter Richtung, also im Innern der Linse liegt. Da nun die Vorderfläche des Glaskörpers 3‴,571 von der Cornea absteht, so liegt der zweite optische Hauptpunkt 3‴,276 hinter der Cornea. Wie man sieht, liegen beide Hauptpunkte nur um 0‴,08 von einander entfernt, und zwar beide vor dem Mittelpunkt der Hornhautkrümmung, wiewohl sehr wenig davon verschieden.

In dem vorigen Abschnitt ist angeführt worden, dass man den Radius der Hornhaut zu 2‴,88.. statt 3‴,39 annehmen müsste, wenn die Bilder der Objecte sich auf der Retina darstellen sollten. Für diesen Werth von r würden die beiden Hauptpunkte 2‴,835 und 2‴,890 von der Cornea entfernt liegen.

Der Nutzen, den die Kenntniss der Lage dieser Hauptpunkte gewährt, ist einleuchtend. Da sie in der Beziehung zu einander stehen, dass wenn ein Lichtstrahl auf einen derselben unter einem gewissen Winkel mit der Axe gerichtet ist, dann der entsprechende Strahl auf den anderen Hauptpunkt unter demselben Winkel geneigt ist, so giebt dies ein Mittel für jedes gegebene Object die Lage des Bildes auf der Retina zu finden. Man ziehe von einem Punkte des Objects eine Linie nach dem ersten Hauptpunkt und eine zweite ihr parallele von dem andern Hauptpunkte, so wird auf letzterer Linie das Object sich abbilden, und zwar kann man in der Wirklichkeit den Durchschnitt dieser Linie mit der Retina für den Ort des Bildes annehmen.

Somit ist die Grösse des Netzhautbildes zu finden. Misst man nemlich den Gesichtswinkel des Gegenstandes am ersten optischen Hauptpunkt, so ist die Grösse seines Bildes = diesem Bogen multiplicirt in 6‴,555 d. h. in die Entfernung des zweiten optischen Hauptpunktes von der Nervenhaut (die Axe des Auges von der Cornea bis zur Retina ist dabei zu 9‴,831 vorausgesetzt). Nach Volkmann wäre jener Bogen nur mit 4‴,239 zu multipliciren; daher sind die nach seiner Angabe berechneten Grössen gegen die unsrigen im Verhältniss von 0,65 zu klein. So z. B. giebt dieser Gelehrte an, dass in einer Entfernung von 11 Zoll zwei Spinnefäden, welche um 0″,0052 von einander abstanden, deutlich als zwei empfunden wurden. Hieraus findet er die Grösse des Netzhautbildes, d. h. die Entfernung der beiden Fäden auf der Retina 0″,00016, während sie nach unserer Rechnung 0″,00025 betragen würde.

Unter dem Gesichtswinkel von 40 Sekunden, den man in der Regel als die Gränze der Unterscheidbarkeit ansieht, ist die Grösse des Netzhautbildes 0″,00011 = $\frac{1}{9110}$ Zoll. Nach E. H. Weber's Messungen der Netzhautkügelchen variirt ihr Durchmesser von $\frac{1}{3000}$ bis $\frac{1}{9100}$ Zoll und einige Physiologen setzen voraus, dass zwischen dem kleinsten noch wahrgenommenen Bilde und der Grösse der Nervenendigung eine Uebereinstimmung

vorhanden sei. Andere jedoch sind dieser Meinung nicht. Es sind ungünstige Umstände, z. B. Lichtmangel oder Mangel an Adaptirung u. s. w., welche einen so grossen Gesichtswinkel von 40″ oder 30″ (wie ihn Tobias Meyer angab) für die Gränze der Wahrnehmbarkeit halten lassen. Jedes nur mittelmässige Auge, sagt Volkmann, erkennt ein menschliches Haar von 0″,002 Durchmesser in 30 Zoll Entfernung. Nach unserer Rechnung entspräche dieser Wahrnehmung ein Gesichtswinkel von 13,6 Secunden und ein Netzhautbild von 0″,000036. Es wird häufig angeführt, dass ein Schüler des berühmten von Baer ein Haar von $\frac{1}{60}$ Linie Durchmesser in einer Entfernung von 28 Fuss sah, und dieser ausserordentlichen Schärfe entspräche ein Gesichtswinkel von noch nicht einer Sekunde und ein Netzhautbild von nur 0″,0000015.

Will man die kleinsten wahrzunehmenden Bilder mit der Grösse der Nervenendigungen vergleichen, so ist übrigens nicht zu vergessen, dass, nach Bnrow's Angabe, der gelbe Fleck die Nervenenden kleiner ($\frac{1}{2}$—$\frac{1}{3}$ der Grösse von den Marktkügelchen auf der übrigen Fläche der Retina) und dabei regelmässiger angeordnet zeigt.

Was nun die Richtung des Sehens anbetrifft, so entsteht zuerst die Frage, ob wir überhaupt die Gegenstände ausserhalb der Augenaxe an ihrem wahren Ort sehen? Nach dem, was wir im Obigen über die Undeutlichkeit des seitlichen oder indirecten Sehens anführten, und nach der wahrscheinlichen Vermuthung, dass diese Undeutlichkeit desto bedeutender werde, je grösser der Winkel ist, den die Objecte mit der Axe bilden, lässt sich die angeregte Frage empirisch nicht beantworten. Nur das ist sicher, dass wir selbst von den am meisten seitwärts liegenden Gegenständen ein Bewusstsein ihrer ungefähren Lage jedenfalls haben. Sicher ist es ferner, dass dieses Bewusstsein einem bestimmten, die Retina treffenden Strahl sein Entstehen nicht verdanke, also z. B. nicht dem Strahl, welcher durch den vorausgesetzten Durchkreuzungspunkt oder Drehungspunkt sich bewegt; eben so wenig verdanken wir dieses Bewusstsein einem Strahl, welcher etwa auf den zweiten optischen Hauptpunkt gerichtet ist. Die Richtung, in welche wir die deutlich und undeutlich gesehenen Objecte versetzen, hängt allein von dem Ort auf der Retina ab, wo sie sich abbilden. Man kann eine feine Oeffnung

vor dem Auge bewegen, während dasselbe auf einen bestimmten Gegenstand gerichtet ist; trotz der Bewegung, d. h. trotz dem dass nach und nach die einzelnen Strahlen verhindert werden, auf die Retina zu gelangen, sieht das Auge den Gegenstand unverrückt an seinem Orte. Somit kommt es auf einen bestimmten Strahl nicht an. Ist das Auge für den betrachteten Gegenstand nicht adaptirt, oder wegen seines Baues nicht zu adaptiren, dann scheint sich derselbe freilich mit der Oeffnung oder ihr entgegengesetzt zu bewegen, je nachdem er dem Auge zu fern oder zu nahe liegt. Kurzsichtige können sich von dem ersteren, gut gebaute oder weitsichtige Augen sich von dem letzteren leicht überzeugen. Allein selbst die scheinbare Bewegung des Objects in diesem Falle beweist doch im Grunde dasselbe als seine unverrückte Lage bei richtiger Adaptirung. Der einzelne leuchtende Punkt oder erhellte Gegenstand bildet dann nemlich auf der Retina Zerstreuungskreise und die Bewegung der feinen Oeffnung bewirkt nur, dass verschiedene Stellen der Netzhaut das Licht erhalten und den Gegenstand dann nach verschiedener Richtung hin sehen. Somit hängt auch hier wiederum der Ort auf der Retina mit der Richtung des Gesehenen zusammen. Mile hat mit Recht darauf aufmerksam gemacht,*) dass von den seitwärts liegenden Gegenständen sogenannte Richtungsstrahlen — worunter wir hier solche verstehen, welche auf die optischen Hauptpunkte gerichtet sind — gar nicht auf die Retina fallen, da sie von der Iris aufgefangen werden. Setzt man die Entfernung der Pupille von der vorderen Hornhautfläche, und zwar in der Axe gemessen = 1‴,2, so ist der Mittelpunkt der Pupille 2‴,0.. von dem ersten Hauptpunkt entfernt, und dann werden bei einer Oeffnung der Pupille von 2‴ nur Richtungsstrahlen von Gegenständen, deren Neigung mit der Augenaxe etwa 27° beträgt, von der Iris nicht aufgehalten und daher zur Retina gelangen.

Zu erklären bleibt also der Zusammenhang zwischen der Richtung, in welche wir die Objecte versetzen und dem Ort der Retina, wo sie sich abbilden. Wenn man die Angabe von Treviranus über den anatomischen Bau der Retina zu Grunde legt, nach welcher die Nervenendigungen diese Haut gewisser-

*) Mile: Ueber die Richtungslinien beim Sehen. Pogg. Annal. Bd. 42 pag. 235.

massen durchbohren, so kann man sich die in Rede stehende Frage vielleicht so beantworten — obgleich ich hinzufügen muss, dass die Angabe von Treviranus bei anderen Gelehrten Zweifel erregt hat. Die Retina ist ein durchsichtiges Gebilde, und es steht der Annahme nichts entgegen, dass wie auch die Wirkung des Lichts auf die Nervensubstanz beschaffen, sie bis in eine gewisse Tiefe dringe und sich bemerkbar mache. Dass nun aber die Nervenendigungen nach der Richtung, in welcher sie gelagert sind, den Eindruck zurückversetzen, ist allen übrigen Erfahrungen entsprechend, und hat in so fern nichts befremdendes. Sind diese Nervenendigungen auf den zweiten optischen Hauptpunkt gerichtet, dann wird das Auge die äusseren Gegenstände in Bezug auf die Winkel, welche sie mit der Axe bilden, richtig beurtheilen, jedoch dieselben nicht genau an der Stelle sehen, wo sie sich befinden, weil die beiden optischen Hauptpunkte um etwa $\frac{1}{10}$ Linie von einander entfernt sind, worüber sich, wie gesagt, durch Beobachtung nicht sicher entscheiden lässt. Auch aus der Krümmung der Retina lässt sich nichts folgern. Treviranus hält diese Messung für schwierig; er fand den Radius der hintern Krümmung des Glaskörpers*) 5‴,1; 5‴,7; 7,3; Sömmering fand ihn nur 4‴,4. Nach Krause **) bildet die hintere Fläche der Retina ein Ellipsoid, dessen halbe grosse Axe an 8 Individuen

5‴,12; 5,05; 5,12; 5,07; 5,14; 5,05; 5,05; 4,93

dessen halbe kleine Axe

an 8 Individuen 4,45; 4,15; 4,23; 4,41; 4,58; 4,43; 4,41; 4,19

von ihm gemessen wurde. Der berührende Kreis würde demnach einen Radius von 5‴,9 haben. Zur Noth könnte also wohl der zweite Hauptpunkt, den wir 6‴,5... von der Netzhaut entfernt finden, bei den sonstigen Ungenauigkeiten der Messungen des Auges, für das Centrum der Retinakrümmung gelten. Allein der gelbe Fleck, auf den hierbei die wichtigste Rücksicht zu nehmen ist, scheint seine Krümmung für sich zu haben. Burow fand ihn kegelförmig über die innere Fläche der Retina erhaben und schätzt die Höhe des Kegels 0‴,1; andere Anatomen fanden ihn umgekehrt in der Mitte vertieft.

---

*) Treviranus: Beiträge zur Anatomie und Physiologie der Sinneswerkzeuge. Heft I. pag. 23.

**) C. Krause: Ueber die Gestalt des Auges. Pogg. Ann Bd. 39. p. 532.

Ueber das Schätzen der relativen Entfernung, die Beurtheilung des Reliefs u. s. w. durch das Auge, und über das Stereoscop von Wheatstone.

In einer interessanten Abhandlung hat Wheatstone auf ein Moment beim Sehen mit beiden Augen aufmerksam gemacht, *) das, so nahe es liegt, von keinem Forscher bis jetzt eigentlich bemerkt und noch viel weniger in seinen wichtigen Folgen gewürdigt worden ist. Es ist dies der Umstand, dass ein räumliches Object in beiden Augen ungleiche Bilder entwirft, welche Ungleichheit zunimmt, je mehr die beiden Augenaxen convergiren, je näher das Object also herangerückt wird. Fig. 12. Taf. 1. stellt einen Würfel vor, der sich gerade vor den Augen in einer Entfernung von 7 Zoll ungefähr befindet, und zwar ist a die Zeichnung, welche dem linken, b diejenige, welche dem rechten Auge entspricht. Es hat keine Schwierigkeit, die Art einzusehen, wie solche Bilder nach den Regeln der Perspective zu zeichnen sind; man braucht zu dem Ende nur den gegebenen Gegenstand in einer zweckmässigen Entfernung (6 bis 8 Zoll) und von zweien Standpunkten aus zu entwerfen, welche um den Abstand beider Augen ($2\frac{1}{2}$ Zoll) verschieden sind, während die beiden Projectionsebenen einen Winkel mit einander bilden, der Ergänzung des Neigungswinkels der Schaxen zu 180° gleichkommend.

Die Thatsache von der Ungleichheit der beiden Bilder eines und desselben räumlichen Objects erkennend, wurde Wheatstone darauf geführt, in dieser Ungleichheit ein Hülfsmittel des Auges bei der Beurtheilung der Räumlichkeit oder des Reliefs zu erkennen. Dieser Hülfsmittel hat das Auge mehrere, die wir nachher besprechen werden; Wheatstone sieht dasjenige, was er so scharfsinnig entdeckt und verfolgt hat, als das hauptsächlichste an, worüber mit einem Entdecker allerdings nicht zu rechten ist. Die Frage ist nur zuerst diese, hat die Ungleichheit der Bilder eines nach 3 Dimensionen sich erstreckenden Körpers wirklich den Nutzen, den Wheatstone behauptet?

---

*) Ch. Wealstone: Beiträge zur Physiologie des Gesichtssinnes, philos. transact. Jahrgang 1838. Bd. II. pag. 371. Dieselben deutsch von Dr. A. Franz. Pogg. Annal. Ergänzungsband I. pag. 1 1839.

Dies zu beweisen, untersucht Wheatstone, welcher Erfolg stattfindet, wenn man den beiden Augen gleichzeitig zwei solcher ungleichen Bilder (jedem Auge das ihm entsprechende) darbietet und den Versuch dabei so einrichtet, dass beide Augen ihr Object nach einem und demselben Ort versetzen. Der Erfolg ist dann in der That der, dass statt der flächenhaften Zeichnung ein körperlicher Gegenstand, also nach 3 Dimensionen sich erstreckend, gesehen wird, und damit ist der fragliche Nutzen dann bewiesen.

Was diese Art von Versuchen betrifft, so ist Folgendes zu bemerken. Bei dem gewöhnlichen Sehen eines einzigen Objects wird dasselbe vom Gesichtssinn nach dem Kreuzungspunkt der beiden Sehaxen versetzt, und das Object bildet sich daher auf gleiche Theile beider Nervenhäute ab. Die letztere Bedingung wird aber auch erfüllt, wenn zwei ganz gleiche Objecte in der Richtung der beiden Sehaxen angebracht werden, also vor oder hinter ihrem Durchkreuzungspunkt. In diesen beiden Fällen wird, wie die Erfahrung lehrt, gleichfalls nur ein einziges Object scheinbar gesehen, und zwar an der Stelle, wo die beiden Sehaxen sich kreuzen. Will man sich hiervon überzeugen, so werden die Augen eine äussere Unterstützung verlangen, damit ihre Axen in einer bestimmten Convergenz verharren, und zu dem Ende verfährt Wheatstone so. Er lässt, wenn die beiden gleichen Objecte vor dem Durchkreuzungspunkte der Sehaxen liegen sollen, die beiden Augen durch zwei bewegliche Röhren sehen, und wenn sie hinter jenem Punkte angebracht sind, so bestimmt er den Punkt, wohin die beiden Axen gerichtet sein sollen, durch eine Nadel, wodurch die beiden Augen hinlänglich fixirt erhalten werden können.

Wenn man jedoch statt der zwei gleichen Objecte die oben besprochenen zwei Perspectiv-Ansichten eines und desselben räumlichen Objects anwendet: dann nimmt der Beobachter auch nur einen Gegenstand aber von drei Dimensionen wahr, d. h. so wie das Object gewesen ist, von dem die Zeichnungen genommen wurden. Und dies ist der für die Ansicht Wheatstone's entscheidende Versuch, in seiner einfachsten, wenn auch nicht vortheilhaftesten Form. Denn da die beiden Augen in keinem der angeführten Fälle für die Objecte oder die Zeichnungen, welche man sie betrachten lässt, genau adaptirt sind, so wird der Gesammteindruck kein deutlicher sein. Inzwischen ist es diesem

Gelehrten gelungen, ein Instrument zu erfinden, das von diesem Uebelstand frei und zugleich in seinem Gebrauch bequem ist, und dem er den Namen Stereoscop beigelegt hat. Fig. 3. Tafel I. giebt eine Ansicht dieses interessanten Instruments von vorn gesehen. $A A_1$ sind zwei ebene Spiegel von ungefähr 4 Quadratzoll, so aufgestellt, dass ihre Seiten einen Winkel von 90° bilden. Wo sich diese beiden Spiegel berühren, befindet sich ein verticales Brett, welches in der Zeichnung weggelassen worden. Es hat den Zweck, die Stirn daran zu legen und so die Augen unmittelbar, jedes vor seinem Spiegel zu fixiren, zu welchem Behuf das Brett Ausschnitte hat. $D D_1$ sind zwei aufrecht stehende Laden, welche, auf zwei gegen einander schiebbaren Brettern $C C_1$ befestigt, in verschiedene Entfernungen von den Spiegeln gebracht werden können. In den meisten Versuchen ist es nöthig, dass jeder Laden in gleicher Entfernung von dem gegenüberstehenden Spiegel sich befinde. Diesen Zweck zu erreichen wird eine rechts und eine links geschnittene Schraube r l angebracht, deren Nutzen klar ist. $E E_1$ sind zwei Schieber, in Falzen der Laden gehend, durch welche die Zeichnungen so lange vor- oder rückwärts bewegt werden, bis ihre reflectirten Bilder mit den Sehaxen zusammenfallen und an scheinbarer Grösse den Zeichnungen entsprechen. Die Bilder werden zwar schon zusammenfallen, wenn die Schieber hin und her bewegt werden, d. h. in sehr verschiedentlichen Stellungen der beiden Zeichnungen. Allein es giebt für diese letzteren nur eine einzige Lage, wo ihre Reflexe als ein einziges Bild von der wahren Grösse ohne Anstrengung der Augen erkannt werden; weil nur in einem einzigen Fall die richtige Grösse beider Netzhautbilder verbunden mit der richtigen Convergenz der Sehaxen und mit der richtigen Accomodation stattfindet.

Wenn man die Zeichnungen anfertigt, so, dass für sie alle eine und dieselbe Neigung der Axen (6 bis 8 Zoll entfernten Kreuzungspunkt) passt, dann kann man das Instrument dadurch vereinfachen, dass man die Schraube r l weglässt, die Laden $D D_1$ also feste Wände sein lässt, welchen man Falze giebt, die Zeichnungen aufzunehmen. In dieser Art besitze ich ein Instrument, welches den gewöhnlichen Zwecken vollkommen gut entspricht und welches aus einem horizontalen 15 Zoll langen Brett besteht, an dessen beiden Enden zwei Bretter mit Falzen versehen senk-

recht aufgesetzt sind. In der Mitte sind die beiden unter 90° verbundenen Spiegel befestigt, welche vor sich eine Querwand mit Ausschnitten für die beiden Augen haben.

Der deutsche Bearbeiter von Wheatstone's Abhandlung, Dr. August Franz, welcher die Erscheinungen des Stereoscops bei Wheatstone selbst gesehen hat, macht über den Gebrauch dieses Instruments einige Anmerkungen,*) welche zuerst zu besprechen sind. Er sagt, dass jeder, der zum ersten Male mit dem Instrument einen Versuch macht, also mit dessen Effect noch nicht bekannt ist, auf die Erscheinung des Reliefs stets aufmerksam gemacht werden müsse, um die einfach gesehene Figur in räumlicher Ausdehnung zu erkennen. Sei man dagegen mit dem Instrument bekannt, so werden diejenigen Figuren, welche häufig im Leben vorkommen und von denen wir durch Erfahrung einen klaren Begriff erworben haben, auf den ersten Blick in Relief gesehen; minder bekannte Figuren bedürften aber auch dann noch einer anhaltenden Betrachtung. Solche Figuren, welche ganz ungewöhnliche fremde Gegenstände darstellen, sollen dem Beobachter momentanen Augen- und Kopfschmerz verursachen, und er erkennt ihre Gestalt im Relief ohne eine gegebene Erklärung und Auseinandersetzung nicht. Dr. Franz sah bei Wheatstone die Zeichnung eines Lichtstrahls, der von drei Glasplatten reflectirt wurde, von denen, wie er angiebt, die erstere sich in einer diagonalen Lage befand und den Strahl nach der zweiten, senkrecht stehenden reflectirte. Durch diese ging er hindurch und fiel auf die dritte, welche dieselbe Stellung als die erste hatte, und den Strahl reflectirte. Es waren schattirte Zeichnungen auf schwarzem Grunde, die dem Dr. Franz wohl aus der Ebene herauszutreten schienen, die er jedoch erst dann als ein vollkommen deutliches Relief und als überraschend naturgetreu erkannte, nachdem er die Bedeutung des Gegenstandes erfahren. Hieraus schliesst derselbe, dass das Sehen eines Gegenstandes im Stereoscop nach seinen drei Dimensionen nur einentheils von den verschiedenen Gesichtseindrücken auf beide Augen, anderntheils jedoch von einer Seelenthätigkeit abhänge.

Allein diesen Angaben kann ich nicht beistimmen. Als ich

*) Poggend. Annal. d. Physik u. Chemie. Ergänzungsband. Leipzig 1842. pag. 12.

zum ersten Male ein Stereoscop gebrauchte und Zeichnungen hineinlegte, an deren Effect ich weiter gar nicht gedacht hatte, sah ich allerdings keine Relieferscheinung; als ich jedoch unmittelbar darauf eine gewöhnlich von mir gebrauchte Brille nahm, war die Erscheinung vollkommen ausgebildet. Dies Resultat ist einfach dadurch zu erklären, dass ich mit der Brille mehr gewöhnt bin, die Augenaxen auf einen etwas fernen Gegenstand zu fixiren. Eben so ging es mir bei anderen Personen, denen ich das Instrument zeigte; auch sie sahen mitunter das nicht, was gesehen werden sollte; es war aber dann ganz hinreichend, sie nur ruhig in die Spiegel sehen zu lassen; nach sehr kurzer Zeit stellte sich auch bei ihnen der Reliefeindruck her. Dagegen giebt es andere Individuen, denen der Gebrauch des Stereoscops gleich von Anfang überaus leicht wird; selbst bei Kindern von sechs Jahren habe ich das beobachtet. Ich liess sie in das Instrument sehen und merkte aus ihrer Beschreibung deutlich, dass sie den beabsichtigten Eindruck empfingen. Die richtige Convergenz der Sehaxen kann Anfangs den Gebrauch des Instruments erschweren; später fällt diese Schwierigkeit fort und man sieht die Erscheinungen mit der grössten Leichtigkeit. Ich bemerke hierbei, dass wenn irgend ein Beobachter die beiden Zeichnungen nur als eine sieht, daraus noch nicht folge, dass seine Augenaxen sich auf den Bildern kreuzen, und wenn er trotz des Einfachsehens in diesem Falle die Zeichnung nicht nach drei Dimensionen sieht, so lässt sich dies dann so erklären, dass derselbe in der That nur mit einem Auge sehe. Bei Personen mit sehr ungleichen Augen gelingen die Versuche am Stereoscop in der Regel gar nicht, wahrscheinlich deshalb nicht, weil sie zu sehr gewöhnt sind, nach einer bestimmten Entfernung mit nur einem Auge zu sehen.

Was nun die vom Dr. Franz zu Hülfe genommene Thätigkeit der Seele anbetrifft, so glaube ich, dass dieselbe bei den einfachen Erscheinungen des Stereoscops eher nachtheilig wirke, als dass sie fördere. Man gebraucht zu diesen Versuchen am zweckmässigsten nur Contourzeichnungen, ohne Schatten und Farben, um die Erscheinung rein und nicht complicirt zu erhalten. Wheatstone hat auch complicirte Gegenstände, Blumen, Büsten, Crystalle, Vasen, Instrumente u. s. w. in ihren natürlichen Farben für das Stereocop darstellen lassen, was begreiflich mit grosser Sorgfalt geschehen muss, und er fand diese Objecte durch das

Instrument so treu wiedergegeben, dass sie, wie er angiebt, von den reellen nicht zu unterscheiden waren. Bei diesen complicirten Gegenständen steigert das Stereoscop den Eindruck des Reliefs bedeutend; allein der Eindruck ist in der Regel schon bei einer einzigen Zeichnung, wenn auch unvergleichlich schwächer, vorhanden. Bei den einfachen linearen Zeichnungen jedoch schafft das Stereoscop den Eindruck des Reliefs, der ursprünglich nicht vorhanden ist.

Und diese einfachen Figuren haben doch etwas Unnatürliches, wie z. B. der kleinere Kreis vor dem grösseren, von dem in der Wirklichkeit nichts Analoges vorhanden ist. Kömmt hierbei die Seele, oder bestimmter gesagt, das Urtheil des Ichs, in Betracht, dann muss dasselbe eher störend wirken, und wenn die beiden Augen in diesem Falle ein Relief sehen, so kann man nur sagen, dass sie ihren Wahrnehmungen trotz des Einflusses der Seele Geltung zu verschaffen wissen. Welche positive Wichtigkeit soll man auch diesem Urtheile zuschreiben, wenn man im Stereoscop den Kreis betrachtet, durch welchen eine Linie gelegt ist? Die meisten Personen, denen ich die entsprechenden Zeichnungen vorlegte, waren weit entfernt, das zu Grunde liegende Object zu errathen; sie waren also nicht präoccupirt und hatten die Erscheinung trotz dem beim ersten Blick. Sind es hier nicht *die Augen*, welche, gewissermassen von perspectivischen Angeln geleitet, die dem wissenden Ich nicht zustehen, einen fertigen Eindruck zum Bewusstsein bringen, und sieht man nicht in diesem Falle, wie in vielen anderen, dass bei den Gesichtsvorstellungen die Reflexion im Allgemeinen keine Rolle spiele? Die Wahrnehmungen des Auges gehen vor sich mit ihr, ohne sie, und häufig sogar gegen sie.

Was Dr. Franz über die Schwierigkeit anführt, sehr ungewöhnliche Erscheinungen im Stereoscop richtig zu erkennen, so kann man sich hierüber nicht täuschen; diese Schwierigkeit ist häufig vorhanden, fast jeder neue Gegenstand führt sie herbei. Die Augen werden mehr oder minder unruhig, schweifen von einem Punkte zum andern, bis sie später aus Erfahrung wissen, auf welche Theile sie ihre Aufmerksamkeit hauptsächlich zu richten haben.

An Zeichnungen, welche im Stereoscop zu gebrauchen sind, theilen wir auf der Tafel I. folgende von Wheatstone mit, und

fügen einige neue hinzu. Die Zeichnungen unter a erhält das linke Auge; b ist dann die entsprechende für das rechte.

Fig. 4. stellt sich als eine Linie dar, welche in einer verticalen Ebene geneigt erscheint und zwar so, dass ihr unteres Ende dem Beobachter näher ist. Richtet man die beiden Zeichnungen so ein, dass sie gleichmässig und in entgegengesetztem Sinne um ihren Mittelpunkt gedreht werden können, so bleibt die Linie in derselben verticalen Ebene, nimmt aber verschiedene Neigungen an. Dasselbe sieht man auch schon in dem einen Falle, wo man die Zeichnungen in ihrer Lage lässt, das Instrument jedoch umkehrt, so dass dessen oberer Theil nach unten zu liegen kommt.

Fig. 5. Eine Reihe von Punkten in derselben horizontalen Ebene, jeder von der linken nach der rechten Seite zu dem Beobachter scheinbar etwas näher stehend.

Fig. 6. Eine mit ihrer Convexität dem Beobachter zugewandte krumme Linie.

Fig. 7. Ein Würfel.

Fig. 8. Ein Kegel, dessen Spitze nach dem Beobachter zugewandt ist.

Fig. 9. Der Abschnitt einer vierseitigen Pyramide.

Fig. 10. Zwei Kreise in verschiedener Entfernung von den Augen.

Fig. 11. Eine dreiseitige Pyramide, die Spitze nach dem Beobachter gerichtet.

Fig. 12. Ein Würfel mit Schatten. Der Schatten scheint senkrecht auf der Grundfläche zu stehen und das ihn erzeugende Licht ist so angenommen, dass der Contour des einen Schattens eine Linie mehr hat als der andere.

Verwechselt man die Figuren in der Art, dass man dem rechten Auge die für das linke bestimmte Zeichnung giebt und umgekehrt, dann sieht man wiederum bei den voranstehenden Figuren eine Relieferscheinung; allein diejenigen Theile, welche in der früheren Lage die näheren waren, sind jetzt die entfernteren. Doch ist die Umkehrung in so fern nicht genau, als die näheren Theile jetzt kleiner und die entfernteren grösser erscheinen, als vor der Umkehrung. Bei Fig. 12. ist diese Umkehrung nicht möglich; das Auge geräth über die Lage des Schattens in

Ungewissheit, die sogar eine Art Pein bereitet; er tritt in der Nähe der Figur aus dem Papier hervor, dann aber biegt er sich um, indem die dem Beobachter früher zunächst liegende Ecke des Schattens die entferntere zu werden strebt. Es lässt sich dieses weniger gut beschreiben als sehen, dürfte auch für alle Augen nicht gleich sein.

Wheatstone ist es gelungen, auch das Entgegengesetzte der bisherigen Erscheinungen an seinem Instrument nachzuweisen, nemlich aus einem Körper nach dreien Dimensionen den Eindruck eines blos Flächenhaften zu bilden. Er fertigte ein Paar gleiche Gerippe eines Körpers aus Drath, z. B. zwei Würfel von drei Zoll Seite, und stellte sie vor die beiden Spiegel. Der objective Eindruck war nun verschieden, je nach der relativen Stellung: er war entweder in der That der eines Würfels in Relief, oder bloss eine Contourdarstellung in einer Ebene. Das letztere dann, wenn die beiden Bilder auf der Retina vollkommen gleich waren.

Anmerkung I. Darstellung stereoscopischer Figuren auf photographischem Wege.

Das Verfahren Daguerre's giebt das Mittel die *complicirtesten* Gegenstände für das Stereoscop gezeichnet, und durch dieselben Effecte zu erhalten, die zu den überraschendsten gehören. Als ich vor einigen Jahren mir dergleichen Bilder anfertigte, war ich doch Anfangs über ihren Effect im Stereoscop ungewiss. Da diese Bilder schon einzeln einen so guten perspectivischen Eindruck machen, so schien mir, dass derselbe hier nicht erheblich gesteigert werden könnte. Allein der erste Versuch hat mich eines Andern belehrt; der perspectivische Eindruck auch des besten Bildes kommt kaum in Betracht gegen denjenigen, welchen zwei entsprechende Bilder im Stereoscop machen, und ich führe dies an, damit man nicht glaube, die einfachsten Figuren seien für die richtige Würdigung des Instruments unerlässlich. Nur müssen die Bilder complicirter Gegenstände mit grosser Sorgfalt aufgenommen worden sein, und ich werde daher die Methode beschreiben, deren ich mich zu diesem Behufe bediene, da sie bequem in der Anwendung ist und jeden gewünschten Grad von Genauigkeit gestattet.

Auf einem hinreichend grossen Brette zeichne man ein gleichschenklichtes Dreieck, dessen Seiten 7 Zoll, dessen Grundlinie 2½ Zoll (der Abstand der beiden Pupillen) ist, und verlängere die beiden Schenkel. Auf die Spitze des Dreiecks lasse man ein Bleiloth an einem Faden herab; der letztere hat die Rolle des Objects zu vertreten. Um nun die beiden Stellungen zu ermitteln, welche der camera obscura gegen das Object zu geben sind, setze ich voraus, dass die camera obscura auf einem Fussgestell mit drei Stellschrauben ruhe, wo nicht, markire man an dem Fussgestell drei Punkte. Auf den einen Schenkel des Dreiecks und zwar in einer Entfernung a von der Spitze des Dreiecks stelle man eine der Stellschrauben, drehe die camera obscura um diese Stellschraube, bis wiederum der Faden des Bleiloths sich in der Mitte des Gesichtsfeldes abbildet, und bezeichne auch hier den Ort der Stellschrauben. Jetzt entfernt man das Bleiloth, bringt das Object an dessen Stelle und schiebt dasselbe hin und her, bis es den gehörigen Ort an der matten Glastafel einnimmt und so scharf als möglich erscheint. Man macht nunmehr die Bilder nach der gewöhnlichen Art. Die Entfernung a ist, wie ich gefunden habe, willkührlich; an eine Entfernung des Objects von 6—8 Zoll hat man sich also durchaus nicht zu halten, ja das Relief des Körpers erscheint sogar bedeutender, je grösser die Entfernung a gewählt wird. Unter solchen Umständen kann man also eine Gegend oder entfernte Gebäude mittelst der camera obscura für das Stereoscop aufnehmen. Ich habe dies mit Gebäuden versucht, welche 2 bis 300 Fuss entfernt waren, und einen Effect erhalten, der sich schwer würde beschreiben lassen, und der sich mit dem gewöhnlichen perspectivischen Eindruck, den gute Bilder dieser Art schon einzeln gewähren, gar nicht vergleichen lässt. Zur Hervorbringung eines so bedeutenden Effects ist es nöthig, die Entfernung des Gebäudes zu ermitteln, um für diese Entfernung die Basis des Dreiecks zu berechnen, an deren beiden Endpunkten die camera obscura aufgestellt werden muss. Nachdem diese gefunden, hat man den Punkt des Gebäudes zu ermitteln, auf welchen die camera obscura zu richten ist, ein Punkt, der dadurch gegeben ist, dass eine Linie von ihm zur camera obscura gezogen mit der Basis einen Winkel von 79° 43′ zu bilden hat. Hier ist also ein Winkelinstrument erforderlich.

Wenn man Bilder solcher Art, unter Glas gesetzt, ins Ste-

reoscop gebracht hat, so kann man sie so wohl bei Tages- als bei Kerzenlicht betrachten. Nur muss man für eine gleichmässige Beleuchtung beider Bilder sorgen, sich bei Anwendung von Tageslicht mit dem Rücken gegen ein Fenster stellen, bei Anwendung von Kerzen zwei derselben nehmen.

Für solche Versuche ist es wünschenswerth, den Bildern auf der Silberplatte den möglichsten Grad von Stärke zu geben, so dass die hellen und die dunklen Partieen sich möglichst unterscheiden. Dies hängt von folgenden Momenten ab: 1) von der Natur des Silbers; nicht jedes Silber giebt hinreichend starke Bilder, mindestens anfangs nicht. Solche Platten pflegen bei zweckmässigem Gebrauch mit der Zeit besser zu werden, und um sich diesen Vortheil gleich anfangs zu verschaffen, polire man die Platte, lasse sie stark jodiren und wiederhole dies einige Male.

2) von der Geschicklichkeit, die man im Poliren der Platte hat; nur die sehr gut polirte und vollkommen reine Platte giebt starke Bilder. Das Poliren der Platten ist eine Geschicklichkeit der Hand, die man, wie alle dergleichen Fertigkeiten, nur durch Uebung sich zu eigen machen kann. Man lasse sich dabei durch die marktschreierischen Anpreisungen von neuen Methoden nicht irre machen; es kömmt weniger auf die Methoden als auf die Geschicklichkeit an. Sonst ist es freilich hierin so weit *gekommen*, dass Viele, denen ein Bild gelungen oder nur nicht ganz misslungen ist, uns mit der Methode der Anfertigung desselben sofort beschenken. Sehr erleichtert wird das Poliren durch die zweckmässige Wahl des Putzmittels. Dasselbe hat mehreren Bedingungen zu genügen, und ich habe, nachdem ich den grössten Theil der üblichen Pulver versucht, nur eines gefunden, welches allen Anforderungen entspricht, und das ich Experimentatoren dringend empfehle. Es ist ein graues Pulver, welches im Handel unter dem Namen Marmorerde, Silberputzerde, auch Trippel vorkömmt, und grösstentheils aus kohlensaurem Kalk mit etwas Kieselerde und Eisenoxyd besteht. Durch die gewöhnliche Kreide, so fein bereitet, als man wolle, kann dieses Polirmittel nicht ersetzt werden; sie adhärirt zu stark an dem Silber, was das genannte Pulver nicht thut. Auch beim Poliren von Gold, Kupfer, Messing, Neusilber u. s. w. wird es mit gleichem Erfolg angewandt.

3) hängt die Stärke des Bildes von der richtigen Bestimmung der Zeit in der camera obscura ab. Das Jodsilber erhält durch

das Licht die Eigenschaft, den Quecksilberdampf zu condensiren und adhäriren zu machen, anfangs in zunehmendem Grade. Wirkt das Licht länger, so nimmt es dem Jodsilber nach und nach diese Eigenschaft, und zugleich hat nun der Quecksilberdampf die Kraft das Jodsilber zu schwärzen. Da geschwärztes Jodsilber vom unterschwefligtsaurem Natron oder Kochsalz nicht auflösbar ist, so wird das Bild dann aus doppeltem Grunde schwächer.

4) hängt die Menge des niedergeschlagenen Quecksilberdampfes auch von der Zeit ab, welche die Platte im Quecksilberapparat verweilt. Die gewöhnliche Vorschrift über die Erhitzung des Quecksilbers ist nur eine ungefähre, und man muss durch Uebung beurtheilen lernen, ob es dem Bilde förderlich sein wird, wenn es noch weiter den Quecksilberdämpfen ausgesetzt bleibt. Zu dem Ende nehme man die Platte heraus und betrachte ihr Bild, was im hintern Theile einer Stube ohne Nachtheil geschieht, selbst wenn man Jodchlorür oder Brom angewandt hat. Will man die Platte nicht aus dem Quecksilberkasten nehmen, so muss man dem letztern eine andere Einrichtung als gewöhnlich geben. Man richte nemlich den Apparat so ein, dass die Silberplatte senkrecht stehe und vor ihr eine Glastafel. So kann man die Entwicklung des Bildes bei Kerzenlicht gut beobachten und sich zu beurtheilen gewöhnen, wann die Platte herauszunehmen ist. Die gebräuchlichen Apparate, in welchen die Silberplatte unter 45° gegen den Horizont geneigt ist, taugen hierzu nicht.

Nach dieser Abschweifung kehre ich zu Wheatstone's Entdeckung zurück. Liest man seine Darstellung derselben, so wäre zu bemerken, dass er den Nutzen der ungleichen Bilder vielleicht etwas zu hoch stelle, in so fern er dieses Moment für das hauptsächlichste hält, dessen das Gesichtsorgan sich bedient, das Relief der äusseren Objecte zu beurtheilen. Dass dieser Nutzen jedoch stattfinde, hat er auf eine, dem wahren Experimentator so geziemende Art nachgewiesen, dass uns hierüber kein Zweifel möglich scheint. Einwendungen, welche Dr. E. Brucke*) durch Aufstellen einer andern Ansicht dagegen erhoben hat, werde ich im Folgenden, so viel ich vermag, zu beleuchten versuchen. Nach der Ansicht Brucke's entsteht der Eindruck des Reliefs davon,

*) J. Müller, Archiv für Anatomie, Physiologie u. wissenschaftliche Medizin. Berlin. Jahrg. 1841. p. 459.

1) dass der Gesichtseindruck, der uns von einem ausgedehnten Gegenstand zukömmt, kein momentaner sei, sondern das Aggregat vieler, welche nach und nach von den verschiedenen Theilen erregt werden; 2) dass wenn ein nach dreien Dimensionen ausgedehnter Gegenstand betrachtet wird, die Convergenz der Sehaxen für dessen verschiedene Punkte sich ändert, und in einem beständigen Schwanken zwischen dem nächsten und entferntesten Punkte bleibe.

Es ist sehr wohl möglich, dass die verschiedene Convergenz der Sehaxen bei der Beurtheilung des Reliefs eine Rolle spiele. ob man jedoch mittelst derselben die Erscheinungen am Stereoscop erklären könne, ist eine andere Frage. Ich muss gestehen, dass mir dies nicht einleuchten will. Man kann freilich den Satz zu Hülfe nehmen, dass beim Sehen mit beiden Augen das Object dahin versetzt wird, wo die Sehaxen sich kreuzen. Man denke sich also einen Punkt, der im Stereoscop vor der Bildfläche zu schweben scheint, so muss er allerdings auf beiden Bildern so entworfen sein, dass wenn beide Augen ihn im Stereoscop betrachten, ihre Axen sich vor der Bildfläche schneiden. Allein hieraus folgt doch die Bedingung nicht, nach welchen Zeichnungen für dieses Instrument anzufertigen sind. Es würde hieraus vielmehr folgen, dass man diese Art Zeichnungen ohne alle Rücksicht auf die perspectivische Bedingung entwerfen könnte, und dass man demungeachtet im Stereoscop die Relieferscheinung irgend eines verzerrten Körpers sehen würde.

Die Erfahrung ist dem geradezu widersprechend. Sind die Zeichnungen nicht nach Wheatstone's Bedingung entworfen, so sieht man keine Relieferscheinung, sondern bald die eine, bald die andere derselben. Sind die Zeichnungen nur an einer gewissen Stelle unrichtig, so entsteht bei der Betrachtung dieser Stelle eine gewisse Unruhe, indem auch hier bald die eine bald die andere Zeichnung gesehen wird. Wenn das Durchkreuzen der Sehaxen das Bedingende bei den Erscheinungen des Stereoscops wäre, so sollte der Gegenstand an einer so falsch gezeichneten Stelle nur verzerrt erscheinen. Hätte man sich das Object an dieser Stelle verzerrt gedacht und die beiden Zeichnungen demgemäss richtig entworfen, so ist kein Zweifel, dass die beiden Augen im Stereoscop das sehen würden, was man beabsichtigte. Sie würden

dabei nicht in Unruhe gerathen sein, woraus dann folgt, dass die Verzerrung an sich den Augen noch kein Hinderniss darbietet.

Wenn die verschiedentliche Convergenz der Sehaxen das hauptsächlichste Moment zur Beurtheilung des Reliefs ist, so müsste folgender Versuch gelingen. Man zeichne zwei concentrische Kreise von sehr verschiedenen Radien und betrachte diese Zeichnung mit beiden Augen; es müsste der kleinere Kreis vor dem grösseren zu schweben scheinen, und überhaupt müsste die Ebene des Papiers gewölbt erscheinen. Nichts der Art findet bekanntlich statt, und somit zeigt sich in diesem und vielen anderen, leicht zu erdenkenden Fällen, die Veränderung der Convergenz der Sehaxen gerade nicht als ein sehr erhebliches Moment bei der Beurtheilung des Reliefs, obgleich es nicht ganz in Abrede gestellt werden soll.

Die Beurtheilung des Reliefs und das Schätzen der Entfernungen der Objecte sind zwei Thätigkeiten des Gesichtsorgans, die nicht nahe verwandt, sondern die vollkommen identisch sind. Wenn man das Relief eines Würfels erkennt, so geschieht dies nur so, dass man urtheilt, die eine Ecke, Kante, befinde sich vor oder hinter der andern; man schätzt also die relative Entfernung. Diese Art Schätzung besitzt das Gesichtsorgan in grosser Vollkommenheit, und auch nur diese Art Schätzung; es ist fähig, uns erkennen zu lassen, dass der eine Gegenstand näher als der andere sei. Anzugeben jedoch, wieviel die Differenz beider Entfernungen in irgend einer willkührlichen Einheit ausgedrückt betrage, hierzu hat es in sich selbst die Fähigkeit gar nicht, leistet hierin auch nur wenig und dann auch nur durch lange Uebung und mittelst ganz äusserlicher Hülfsmittel. Man darf also die eine Schätzung mit der andern nicht verwechseln, und aus der Unbehülflichkeit des Auges in Bezug auf die absolute Entfernung keinen Beweis gegen seine grosse Fertigkeit bei der Schätzung der relativen anführen. Man sage auch nicht, dass es diese letztere Fertigkeit durch Gewohnheit und Uebung erst erlange, dass das Kind nach dem Monde greife; denn hiermit würde wiederum das Beurtheilen der relativen und absoluten Entfernung verwechselt worden sein. Es ist wohl denkbar, dass das Auge auch in derjenigen Thätigkeit, die ihm von Natur zukömmt, durch Uebung unterstützt werde; allein diese Uebung ist dann anderer Art, als man sie sich mitunter denkt. Es ist eine Uebung, die das Auge

dann in sich gewinnt, und von welcher das wahrnehmende Ich nichts erfährt. Diesem wahrnehmenden Ich liefert das Gesichtsorgan einen fertigen Eindruck, worin auch die relativen Entfernungen bestimmt sind, und dabei ist es oft sehr gleichgültig, was das wahrnehmende Ich anderweitig von dem gesehenen Objecte wisse. Man kann dieses factische Verhältniss, welches sicherlich auch bei den übrigen Sinnen stattfindet, unmöglich ignoriren ohne zu gänzlich falschen Vorstellungen über den Standpunkt der Sinneswerkzeuge in Bezug auf das Ich, welches percipirt, zu gelangen. Das Stereoscop Wheatstone's, indem es uns eine Fähigkeit des Gesichtsorgans offenbart, welche wir anwandten, ohne je etwas von ihr zu wissen, führt sehr natürlich auf Ueberlegungen solcher Art, die jedoch hier nicht weiter am Orte sind. Ich kehre zu der Schätzung der relativen Entfernung durch das Auge zurück.

Wir kennen nunmehr drei Bedingungen, durch welche sowohl das Relief als die relative Entfernung vom Auge beurtheilt wird: die Vertheilung von Licht und Schatten und die sogenannte Luftperspective, durch welche die Malerei ihre Täuschungen hervorbringt; die Convergenz der Sehaxen und endlich die Ungleichheit der Bilder in beiden Augen. Zwei von diesen Bedingungen setzen die Thätigkeit beider Augen voraus; nur die *erste der* angeführten, die Vertheilung von Licht und Schatten und die Abnahme der Tinten würde es auch schon dem einen Auge möglich machen, die Entfernungen und das Relief zu beurtheilen.

Allein diese Bedingung ist nicht ausreichend, die Aufgabe zu lösen, zu der wir uns jetzt wenden, nemlich die Frage, auf welche Weise nur ein Auge das Relief zu schätzen im Stande sei? Es ist hierin sehr sicher, und wenn auch nicht in demselben Grade wie beide Augen, wenn sie zusammenwirken, so braucht man doch nur die Aussenwelt mit einem Auge zu betrachten, um sich zu überzeugen, dass ihm die Beurtheilung in Bezug auf den fraglichen Punkt in beträchtlichem Grade zusteht. Wheatstone schlägt diese Fähigkeit des einen Auges zu gering an, und führt mehreres an, woraus dessen grosse Unsicherheit bei der Beurtheilung folgen soll.

Wir werden gleich nachher auf Erscheinungen aufmerksam machen, welche die Behauptung Wheatstone's als nicht richtig darstellen und doch auch durch die Vertheilung von Licht und

Schatten nicht erklärt werden können; inzwischen wird es bei der Wichtigkeit der Sache doch auch gut sein, die Beweise dieses Forschers zu erwägen. Er wendet sich zu dem Behufe an die bekannte Erfahrung Gmelin's, dass vertieft geschnittene Steine durch Mikroscope, Loupen u. s. w. betrachtet, erhaben erscheinen, und weist die gewöhnliche Erklärung zurück, dass dies durch die Umkehrung von Licht und Schatten bewirkt werde. Denn diese Erklärung würde nur für das zusammengesetzte Mikroscop gelten, welches die Objecte umgekehrt darstellt; allein weder für die einfachen Loupen, noch für den Fall, wo man den Stein bloss durch eine Röhre betrachtet, und ihn gleichfalls erhaben sieht, wenn er in der Wirklichkeit vertieft ist. Wheatstone erklärt diese sonderbaren Erscheinungen so, dass er behauptet, dem einen Auge fehle die zuverlässige Richtschnur, nemlich die Darstellung verschiedener Bilder auf jeder Retina; die Einbildungskraft trete nun hinzu, und lasse das Object bald erhöht, bald vertieft erscheinen, so wie sie es uns gerade vorstellt. Es ist richtig, dass bei dieser Art von Versuchen das Object bald im Relief, bald in der Vertiefung erscheint, der geschnittene Stein also bald als Gemme, bald als Camee dem einen Individuum vorzugsweise so, dem anderen entgegengesetzt sich darstellt — wer den Versuch Vielen gezeigt hat, wird das hinlänglich wissen. Allein Wheatstone hat Unrecht, wenn er von einer Unbestimmtheit des Auges spricht, die so gross sein soll, dass ein, im Allgemeinen bei den Gesichtseindrücken so unbedeutendes Moment, wie die Einbildungskraft oder die Reflexion von einem determinirenden Einfluss werden soll. Es wäre ausserdem wunderbar, bei einem und demselben Individuum oft in sehr kurzer Zeit die Erscheinung sich umkehren zu sehen. Was nemlich die Unbestimmtheit anbetrifft, so kann man sie aufheben, wenn man für ein gehöriges Licht und Schatten sorgt; das Auge hat dann einen unbestreitbar sicheren Anhalt, und man sieht dann gar keinen Grund ab, warum der Stein nicht richtig soll gesehen werden können, welches trotz dem nicht die Regel ist. Will man nun vollends die Thätigkeit der Sinne in Anspruch nehmen, so ist wiederum nicht abzusehen, warum diese Thätigkeit in den häufigsten Fällen das Object falsch beurtheilt. Licht und Schatten sollten zu der richtigen Vorstellung führen; das Object ist im Allgemeinen anderweitig bekannt, und nichts desto weniger stellt

es sich falsch dar. Somit kann auf diese Weise das Experiment nicht erklärt werden, dass ein vertieft geschnittener Stein durch eine Loupe oder eine Röhre betrachtet, erhaben erscheint. Und nun muss ich zu diesen Versuchen hinzufügen, dass man ersteres der Röhre nicht bedarf, ja dass man den Stein frei mit einem Auge betrachten kann, ja, was das Merkwürdigste ist, dass man ihn mit beiden Augen betrachten kann, und doch erscheint er sehr häufig umgekehrt, als er in der Wirklichkeit ist.

Die Erklärung dieser interessanten Erscheinungen kann man nicht aus einem einzigen Princip ableiten; sie gehören zum Theil zu denjenigen, welche man bei stereometrischen Figuren beobachtet, die bei anhaltender Betrachtung sich auf eine sonderbare Weise umkehren, was ich in einem eigenen Abschnitt erklären werde. Hier habe ich vorläufig nur zu bemerken, dass das Auge sehr gewöhnt ist, die hellen Gegenstände, oder die hellen Theile eines und desselben Gegenstandes für näher als die übrigen zu halten, wie das durch die Malerei, selbst bei fehlerhafter oder mangelnder perspectivischer Zeichnung, hinlänglich bewiesen wird. Wenn nun z. B. bei einem tief geschnittenen Stein das Licht in die am meisten vertieften Stellen fällt, so werden dieselben dem Auge näher erscheinen und der Stein also erhaben geschnitten, und da dasselbe sogar eintritt, wie wir angegeben haben, wenn mit beiden Augen gesehen wird, so ist es klar, dass die von Wheatstone hervorgehobene Ungleichheit der Bilder eines und desselben Objects hierbei sich gegen die Verhältnisse von Licht und Schatten nicht geltend zu machen die Kraft hat und ihnen also an Wirkung nachsteht.

Dasselbe kann man auch in folgendem Versuch sehen. Man nehme die Zeichnungen Fig. 12, bringe sie ins Stereoscop und verwechsele die Zeichnungen, indem man dem rechten Auge die für das linke entworfene giebt; man sieht nunmehr keinen Würfel mehr, sondern einen durch den Durchschnitt dreier Ebenen hervorgebrachten körperlichen Winkel. Legt man jedoch den Schatten und die entsprechende Seite der Figur dunkler an, dann ist diese Veränderung weniger leicht; man erhält dann auch wohl den körperlichen Winkel, allein eben so häufig den Eindruck eines prismatischen Körpers, namentlich wenn der Schatten betrachtet wird.

Nach dem Vorhergehenden hat Wheatstone also Unrecht,

wenn er den Gesichtseindruck da für unbestimmt und den Launen der Einbildungskraft für preisgegeben hält, wo ihm durch ungleiche Bilder in seinen beiden Organen ein Anhaltspunkt fehlt. Da, wo diese Ungleichheit nicht möglich ist, wie z. B. bei Gemälden, soll es nach ihm den Effect erhöhen, wenn man lieber nur ein Auge anwendet. Allerdings betrachten wir Gemälde am besten nur mit einem Auge, aber dann durch eine geschwärzte Röhre, und in dieser letzteren besteht der Nutzen, den wir von dieser Art der Betrachtung ziehen und der auch nicht schwer einzusehen ist. Die Gemälde sind in der Regel für einen sehr entfernten Augenpunkt berechnet, und da nun die Augen in der Schätzung der relativen Entfernung sehr sicher sind, so würde es sie darin stören, wenn sie vor oder neben dem Bilde Objecte in grosser Nähe wahrnähmen. Ausserdem gewinnt jeder Gegenstand an Deutlichkeit, wenn man seitliches Licht entfernt hält.

Die einzige oder doch hauptsächlichste Erklärung, welche Wheatstone für das Erkennen des Reliefs bei Einäugigen giebt, ferner bei solchen Personen, welche auf einem Auge erblindet sind, oder nur mit einem Auge sehen, ist die, dass in solchem Falle der Kopf bewegt wird, und somit das Auge von einem nach drei Dimensionen ausgedehnten Gegenstand verschiedenartige Bilder erhält, die es dann zu dem Eindruck des Reliefs combinirt. Es ist mit diesem Hülfsmittel, wie mit dem vom Licht und Schatten; sie sind richtig, werden angewandt, allein sie erschöpfen die Frage nicht. Es bleibt immer noch unerklärlich, wie ein gleichmässig beleuchtetes Stück Papier, welches abwärts vom Auge gehalten wird, während das andere geschlossen ist, beim ersten Blick in seiner wahren Richtung gesehen wird. Man kann hierbei nicht sagen, dass dies durch die Schätzung des Gesichtswinkels, oder richtiger gesagt, durch die Beurtheilung der Grösse der Netzhautbilder bewirkt werde; denn wir denken uns das Papier nicht parallel, sondern beliebig geschnitten, so dass möglicherweise der Gesichtswinkel von der entfernteren Seite sogar grösser sei, als derjenige von der zunächst liegenden. Ueberhaupt kann man dem Gesichtswinkel in Bezug auf die Fähigkeit des Auges, die Entfernungen relativ zu schätzen, nur eine Wichtigkeit zweiten Ranges zuschreiben, insofern seine Hülfe nur dann dem Auge nützen kann, wenn es mit der Gestalt des zu beurtheilenden Gegenstandes schon anderweitig ungefähr bekannt ist.

Die eigentliche Art, auf welche ein Auge für sich allein die relative Entfernung der äusseren Gegenstände beurtheilt, besteht darin, dass es sich adaptirt und ein Bewusstsein über die Adaptirung in sich trägt. Man muss ihm hierin, wie sich ergeben wird, ein sehr vollkommnes Gefühl zuschreiben und zugleich den Begriff der Adaptirung in einem weitern Sinne nehmen, als gewöhnlich geschieht; man wird nemlich diese Thätigkeit auch für solche Entfernungen zugeben müssen, wo sie, bei dem Bau des Auges, nicht mehr im Stande ist, Bilder von einer hinlänglich grossen Deutlichkeit hervorzubringen, also die Gränzen überschreitend, die wir in einem früheren Abschnitt für das Intervall der Adaptirung aufstellten.

Diese Ansicht ist so einfach und naturgemäss, dass man sich billig wundern muss, bei keinem Autor die zum Theil wichtigen Folgerungen angegeben zu finden, die daraus abgeleitet werden können. Um diese Ansicht zu beweisen, ist es nöthig, das Experiment so einzurichten, dass einzelne Punkte eines planen Gegenstandes über oder unter der gemeinschaftlichen Ebene zu liegen kommen und sich zu überzeugen, dass ein einziges Auge ausreiche, diese scheinbar veränderten Orte richtig zu schätzen. Dies kann durch Brechung leicht erreicht werden, und so wird man unter den folgenden Thatsachen einige sehr bekannte Erscheinungen und andere nicht beachtete finden, welche nur durch die mitgetheilte Theorie erklärt werden können.

Bekanntlich erscheint der Boden eines Gefässes, worin eine Flüssigkeit, wie gehoben und gekrümmt, und ein Stab im Wasser gebrochen. Diese Erscheinungen sind uralt, sogar in unsern Lehrbüchern; auch pflegt die letztere derselben die Lehre von der Refraction zu eröffnen. Inzwischen so alt sie sei, so hat kein einziges der mir bekannten Werke diese Erscheinungen hinlänglich erklärt. Allerdings lässt man die Lichtstrahlen, sobald sie das Wasser verlassen, eine Ablenkung erleiden; daraus jedoch folgt die Erscheinung noch nicht, die das Auge wahrnimmt. Was folgt in der That aus einem abgelenkten Strahl in Bezug auf den Ort, wo das Auge den leuchtenden Punkt hinversetzt, da ein Strahl ja nur eine Richtung bestimmt? Wenn das Auge sich über dem Grunde eines Gefässes befindet, so erhält es Strahlen von jedem Punkte desselben, das Gefäss mag leer oder mit einer brechenden Substanz angefüllt sein, und die gekrümmte Erscheinung des

Grundes bleibt folglich unerklärt. Nach dem, was wir so eben über die Fähigkeit des Anges behanpteten, den relativen Ort der Gegenstände durch die Adaptirung zu schätzen, ist sie dagegen sogleich erklärt.

Es sei r die Höhe einer Flüssigkeit; man nehme einen Strahl, welcher unter dem Winkel φ mit der Normale durch die Flüssigkeit sich bewegt, und unter dem Winkel φ_1 in die Luft gebrochen werde. Es sei x die Höhe, in welcher der Strahl bis zur Normalen fortgesetzt, dieselbe treffe, so findet man leicht

$$x = r\left(1 - \frac{1}{n}\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi}\right)$$

wo n der Brechungsindex der Flüssigkeit ist.

Ist der Winkel φ unendlich klein, so kann man für $\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi}$ 1 setzen, und alle unter dieser Bedingung von einem leuchtenden Punkt ausgehenden Strahlen werden sich dann in einem und demselben Punkt der Normale schneiden, d. h. jener leuchtende Punkt wird einem Auge, welches sich über ihm befindet, um $r\left(1 - \frac{1}{n}\right)$ gehoben zu sein scheinen, welches der Erfahrung gemäss ist. Uns interessirt hier dieser Fall bloss in so fern, als daraus klar hervorgeht, dass das Auge durch die Adaptirung in den Stand gesetzt ist, den relativen Ort zu bestimmen, und es ist nur noch anzuführen, dass wenn der Winkel φ einen endlichen Werth hat, man für die Höhe, in welcher die unter einem unendlich wenig davon verschiedenen Winkel ausfahrenden Strahlen eines und desselben leuchtenden Punktes sich schneiden, findet:

$$x = r\left(1 - \frac{1}{n} \cdot \frac{\cos^3\varphi_1}{\cos^3\varphi}\right)$$

Anmerkung. Der Gleichung $x = r\left(1 - \frac{1}{n}\right)$ bedient man sich bekanntlich, um den Brechungsindex n für Flüssigkeiten oder für andere durchsichtige Substanzen mit parallelen Oberflächen zu ermitteln, falls genauere Bestimmungen für die einzelnen Farben mittelst der festen Linien des Spectrums nicht möglich sind. Nachdem r gemessen, findet man x als die Grösse, um welche ein Mikroscop verschoben werden muss, wenn es einen bestimmten Punkt in seiner Axe einmal direct und dann durch die Substanz hindurch deutlich erscheinen lässt Diesem oder jenem Le-

ser, welcher dergleichen Untersuchungen anstellen wollte, dürfte das Verfahren, das dabei eingeschlagen werden muss, wenn man übereinstimmende Werthe erhalten will, erwünscht sein. Die gewöhnlichen Mikroscope sind hierzu nicht tauglich und ich habe mich vergebens bemüht, mittelst ihrer zu einiger Genauigkeit zu gelangen. Haben sie nemlich eine starke Vergrösserung, so verlangen sie, dass das Object dem Objectiv sehr nahe gerückt werde, wodurch man den Vortheil verliert, die zu untersuchende Substanz in gehöriger Dicke anwenden zu können. Haben sie dagegen eine schwache Vergrösserung, wie die zum Ablesen gebräuchlichen Mikroscope, dann ist es unmöglich, sie genau einzustellen; man bleibt innerhalb eines ziemlich beträchtlichen Intervalls vollkommen unsicher. Auch das Verfahren, das Mikroscop mit einem Fadenkreuz versehen, auf einen Theilstrich einzustellen, und durch die Bewegung des Kopfes zu beurtheilen, ob das Bild desselben genau an der Stelle des Fadens sich befinde, hebt die Unsicherheit nach meinen Versuchen keinesweges. Diesen Uebelständen zu entgehen, verfuhr ich so, dass ich das Objectiv eines gewöhnlichen Ablese-Mikroscops an das eine Ende einer 14 Zoll und längeren Röhre anbrachte, den Oculareinsatz an das andere Ende. Hierdurch erhielt ich eine starke Vergrösserung. Nennt man nemlich p und p_1 die Brennweite der Objectiv- und Ocularlinse, d die willkührliche Entfernung der beider Gläser, so ist die Vergrösserung durch das Instrument proportional $\frac{d-(p+p_1)}{p\,p_1}$ und wächst also mit d.

Bei den angewandten langen Röhren war es möglich, das Brechungsverhältniss von Substanzen zu bestimmen, deren Dicke 1 Zoll und mehr betrug, und zugleich liess die Empfindlichkeit des Einstellens nichts zu wünschen übrig. Es ist kein Zweifel, dass durch noch längere Röhren, wenn man für die gehörige Beleuchtung sorgt, fast jeder beliebige Grad von Genauigkeit bei diesen Versuchen zu erreichen sein wird. Der grössere Grad von Empfindlichkeit beim Einstellen rührt daher, weil die Entfernung des Objects von einer Linse mit a, diejenige des Bildes mit α bezeichnet, $d\alpha = -\frac{\alpha^2}{a^2}\,da$ ist, und weil folglich, bei einer und derselben Linse, die Veränderung in der Entfernung des Bildes desto

bedeutender wird, je grösser diese Entfernung, je näher also dem Brennpunkt das Object rückt.

Derselben Vorrichtung habe ich mich mit grossem Vortheile bedient, die Achromasie von Objectivlinsen, namentlich der zu den Mikroscopen bestimmten, zu untersuchen. Als Object wende ich den Quecksilberfaden in einer Capillarröhre an, und sehe dann, bei nicht vollkommener Achromasie, das vom Quecksilber reflectirte Tages- oder Kerzenlicht mit breiten Farbenrändern, deren Breite davon herrührt, dass die Abweichung wegen der Farbe dem Quadrat der Entfernung des Bildes direct proportional ist.

Indem ich zu dem Schätzen der relativen Entfernung mittelst eines einzigen Auges zurückkehre, bemerke ich, dass die Erscheinung des gebrochenen Stabes auch durch ein Glasprisma hervorgebracht werden könne, welches man über eine auf Papier gezogene Linie legt. Sie erscheint gebrochen und hebt sich, und zwar um so mehr, je dicker die Glasschicht ist, durch welche ihre Strahlen sich bewegen, wie das aus dem obigen Werth von x schon zu ersehen ist.

Sehr gut stellt auch der Kalkspath Erscheinungen dieser Art dar. Da die beiden Strahlen, in welche er das Licht theilt, im Allgemeinen verschiedene Gesetze der Brechung befolgen, so erscheinen die beiden Bilder dem Auge nicht in gleicher Entfernung. Legt man z. B. ein natürliches Stück dieses Crystalls auf einen schwarzen Punkt, so erscheint der gewöhnlich gesehene höher als der ungewöhnliche und die Differenz wächst mit der Dicke des Crystalls. Ich wiederhole, dass alle diese Erscheinungen allerdings von der Brechung, die das Licht erfasst, abhängen, und dass man sie also als Beweise für diesen Prozess aufstellen, dass man sie aber nicht erklären kann, wenn man nicht die Adaptirung des Auges und das Bewusstsein, welches dasselbe über diese Thätigkeit hat, zu Hülfe nimmt — zu Anfang eines Tractats über die Refraction gehören sie also gar nicht hin.

In den angeführten Fällen löst ein Auge für sich allein schon die Aufgabe; allein die Sicherheit wächst, wie das begreiflich ist, bei Anwendung beider Augen, wovon man sich bei feineren Unterschieden überzeugen wird. Es versteht sich von selbst, dass dergleichen Urtheile des Auges desto sicherer werden, je mehr Hülfsmittel gegeben sind.

Ich werde jetzt Erscheinungen ähnlicher Art bei den Linsen

nachweisen, wo sie von grosser practischer Bedeutung sind. Man nehme ein convexes Glas, am besten ein biconvexes, gleichviel ob von grosser oder kleiner Brennweite, halte dasselbe nahe am Auge, und betrachte dadurch ein Object, z. B. gerade Linien. Sie werden concav erscheinen, d. h. mit ihren Enden sich dem Glase zuwenden und zwar in beträchtlichem Grade. Es ist dies bekanntlich ein Mittel, Zeichnungen zu betrachten, um die Perspective zu vermehren; ein Mittel, welches die gewöhnliche sphärisch gekrümmte Linse auch liefert, während man doch glauben sollte, dass in den meisten Fällen der Praxis cylindrische Linsen der Aufgabe besser genügen würden. Denn die sphärischen Linsen krümmen nicht allein die horizontalen Linien, welches gewünscht wird, sondern begreiflich auch die verticalen, was man im Allgemeinen nicht beabsichtigt, und durch cylindrische Linsen, mindestens zum Theil, wenn auch nach dem Obigen nicht ganz, vermieden wird. Uebrigens kann dieser Effect der Linsen fast bis zum Unerträglichen gesteigert werden, wenn man eine doppelt convexe Loupe von kleiner Brennweite und verhältnissmässig grosser Apertur gebraucht. Betrachtet man durch dieselbe eine Papierfläche, so sieht man von einem gewissen Umkreise ab die kleinen Erhöhungen des Papiers wie Fäden beinahe senkrecht aufgerichtet.

Entfernt man jetzt die convexe Linse vom Auge bis sie ein Bild giebt, welches man in der Luft betrachtet, so erscheint dasselbe convex, also umgekehrt wie in dem vorhergehenden Fall, und zwar wiederum im Allgemeinen sehr entschieden. Es hat in diesem Falle gar keine Schwierigkeit, abgesehen von der mathematischen Berechnung, schon thatsächlich nachzuweisen, dass die Punkte, welche von dem Auge für die entfernteren erklärt werden, auch wirklich die entfernteren sind. Denn fängt man das Bild auf eine matte Glastafel auf, und erscheint dasselbe in denjenigen Theilen, welche der Axe der Linse nahe liegen, bei einer gewissen Entfernung deutlich, so wird man die Glastafel der Linse näher bringen müssen, um die von der Axe der Linse entfernten Theile möglichst deutlich zu sehen. Da man das Bild der camera obscura in einer bestimmten Entfernung braucht, so ist diese Differenz zwischen den centralen und peripherischen Theilen ein Uebelstand, von dem jedes Instrument dieser Art hinlängliche Beweise giebt.

Die concave Linse zeigt ähnliche Erscheinungen. Gerade Linien, durch sie betrachtet, zeigen sich convex, d. h. mit ihren entfernteren Theilen von der Linse abgewendet.

Sehr zu beachten sind in dieser Beziehung die Gläser, welche auf der einen Seite plan sind oder überhaupt einen grösseren Radius der Krümmung haben. Wendet man eine plancouvexe Linse als Loupe an, so lehrt die Theorie, dass man die ebene Seite dem Object und also die gekrümmte dem Auge zuwenden müsse. Denn die Theorie berücksichtigt zwei Fehler der Linsen, die chromatische und die Abweichung wegen der sphärischen Krümmung. Für die erstere ist es gleichgültig, ob man die Linse nach der einen oder der andern Seite richtet; was jedoch die Längenabweichung betrifft, so zeigt die Theorie, dass sie beinahe viermal grösser ist, wenn man die convexe Seite dem Object und die plane dem Auge zuwendet, als bei umgekehrter Stellung. Somit müsste man die planconvexen Loupen mit der ebenen Seite nach dem zu betrachtenden Gegenstand gebrauchen.

Das jedoch fällt keinem Beobachter ein; er hält die Loupe stets umgekehrt!

Sollte noch ein Zweifel hierüber obwalten, so betrachte man die Stellung eines plancouvexen Oculars, durch welches ein Bild, sei es im Fernrohr oder Mikroscop, gesehen wird. Man wird stets die gekrümmte Seite dem Bilde zugekehrt finden.

Die Theorie der Abweichung der Lichtstrahlen wegen der Kugelgestalt ergiebt ferner, dass es vortheilhafter sei, sich einer biconvexen Linse gleicher Krümmung zu bedienen, als einer planconvexen, deren ebene Seite den parallelen Strahlen ausgesetzt sei. Hierüber ist die Theorie eben so wenig mit der Erfahrung übereinstimmend, wie nicht allein sämmtliche Oculare sondern auch die camera obscura zeigt. Somit ist es gewiss, dass in der Theorie ein Umstand übersehen sein muss, wodurch der Widerspruch hervorgebracht wird.

Um diesen Umstand kennen zu lernen, wollen wir die planconvexen Linsen mit Rücksicht auf den vorliegenden Gegenstand untersuchen. Sie zeigen dieselben Erscheinungen, als die biconvexen Gläser, mögen sie als Loupen oder zum Hervorbringen eines Bildes angewandt werden; allein sie zeigen sie in sehr verschiedenem Maasse, je nachdem die eine oder andere Seite dem Object zugewandt wird. Wenn sie als Loupe dienen, so sind die

Krümmungen ungleich bedeutender, sobald die plane Seite nach dem Object gerichtet ist; lässt man durch sie jedoch ein Bild entstehen, so ist dasselbe stärker gewölbt, wenn die convexe Seite nach dem Bilde sieht. Aus der ersteren Thatsache, die man practisch wohl zu beachten hat, ergiebt sich die Lage, in welcher diese Linse angewandt werden muss, in Uebereinstimmung mit der Erfahrung. Zugleich überzeugt man sich, dass unter allen Umständen der Theil des Bildes, welcher die Axe der Linse umgiebt, ungekrümmt und unverzerrt bleibt, und dass diese Verzerrungen von den höheren Gliedern abhängen, die man bei der gewöhnlichen Betrachtung der Linse vernachlässigt, d. h. von solchen Punkten, welche mit der Linse einen zu grossen Winkel bilden, als dass man ihn für unendlich klein ansehen könnte.

Aehnlich der planconvexen verhält sich die planconcave Linse. Sieht man durch sie hindurch, so krümmt sie die geraden Linien in verschiedenem Grade, je nachdem sie gehalten wird. Sie krümmt am wenigsten, wenn die plane Seite nach dem Object gerichtet ist, und in dieser Stellung wird diese Linse als Brillenglas angewandt.

Fasst man das Bisherige zusammen, so ergiebt sich also:

1) dass die Punkte des Objects sich desto früher abbilden, je weiter sie von der Axe entfernt sind. Wir setzen voraus, dass das Object sich in einer Ebene befinde, welche senkrecht auf die Axe gerichtet ist. Sein Bild wird sich dann also nicht in einer Ebene befinden, vielmehr werden die entfernteren Theile davon abweichen, und diese Abweichung könnte man die Abweichung von der Ebene nennen.

2) dass diese Abweichung bei einer Linse mit ungleichen Radien von der Stellung der Linse abhänge.

3) dass der Uebelstand, der hieraus hervorgeht, bei den Loupen und Ocularen bedeutender ist, als die Abweichung wegen der Kugelgestalt, welche von der Apertur bedingt ist, so dass, wenn beide Abweichungen collidiren, die Entscheidung nach den Bedingungen der Abweichung ad 1. von der Praxis getroffen wird.

4) dass weil man die in Rede stehende Abweichung, so viel bekannt,*) niemals in Betracht gezogen hat, die Theorie der

*) Ich muss mir die Bemerkung erlauben, dass dieser Abschnitt und

optrischen Instrumente in Widerspruch mit der Praxis getreten
t, und diesen Instrumenten wahrscheinlich die Vollendung nicht
it geben lassen, die zu erreichen möglich gewesen wäre. Merk-
ürdig ist es übrigens, dass man den Widerspruch der Theorie
it der Praxis bei den Loupen und Ocularen nicht hervorgeho-
en hat, da er zu Tage liegt.

Was die Objectivlinsen anbetrifft, so ist zu bemerken, dass
ei der des Mikroscops beide Arten von Abweichung dieselbe
tellung der Linse verlangen, nemlich mit der convexen Seite
ach dem Object, mit der planen oder der weniger gekrümmten
ach dem Bilde. Bei den Objectiven der Fernröhre dagegen ist
e convexere Seite nach dem Object gewandt, und dies rührt
her, dass diese Instrumente im Allgemeinen ein kleines Ge-
ichtsfeld haben, wo dann die Abweichung von der Ebene nicht
bedeutend ist; ferner daher, dass die letztere Abweichung un-
r sonst gleichen Umständen desto kleiner wird, je grösser die
ntfernung des Objects. Daher steht die Objectivlinse der Fern-
hre, wie es die Abweichung wegen der Kugelgestalt nötbig
acht. Inzwischen sieht man auch bei Fernröhren von verhält-
ssmässig grösserem Gesichtsfeld den Mond nicht als Scheibe,
ndern gewölbt und man kann wohl nicht zweifeln, dass wenn
e Theorie den aufgestellten Gesichtspunkt beachten wird, sie
n Fernröhren eine grössere Vollkommenheit, namentlich in Be-
g auf das Gesichtsfeld wird ertheilen können.

Uebrigens ist nicht zu vergessen, dass wir es hier mit diop-
achen Prinzipien nicht zu thun haben, dass wir nur beabsichti-
n, zu zeigen, wie ein Auge allein durch die Adaptirung den re-
ven Ort der Objecte erfahre, und somit bleibt uns nur nach-
weisen übrig, dass die Krümmungen ebener Gegenstände, zu
lchen die Linsen Veranlassung geben, auch wirklich in der
ur ihrer Brechung liege, und dass das Auge somit richtig
rtheile.

Seien r und ϱ die Radien einer Linse; wir nehmen dieselben
itiv, wenn sie zu einer convexen Fläche gehören. d die
ke der Linse, n das Brechungsverhältniss ihrer Substanz.

---

haupt der ganze Artikel bereits 1841 geschrieben worden ist, als die-
Band des Repertoriums erscheinen sollte.

In dem Abschnitt „Weg der Lichtstrahlen u. s. w." findet sich die Gleichung (III)

$$\varphi_i = (4i + 3{,}a)\, w,$$

wo w der Winkel ist, den der noch ungebrochene Strahl mit der Axe bildet; φ_i derselbe Winkel nach der Brechung durch $i+1$ Linsen. a ist die Entfernung von der vordersten Linsenfläche, wo der noch ungebrochene Strahl die Axe treffen würde. Hat man nur eine Linse, so ist $i = o$, und die letzte Gleichung geht über in:

$$\varphi = (3{,}a)\, w.$$

Wenn die Bedingung gestellt wird, dass der Strahl nach seinem Austritt aus der Linse seiner ursprünglichen Richtung parallel sei, so muss $\varphi = w$, also $(3{,}a) = 1$ sein. Nennt man A den dieser Bedingung entsprechenden Werth von a, so ergiebt sich

$$A = \frac{1 - (3.2)}{(3{,}1)}.$$

Dieser Werth A giebt die Lage des ersten Hauptpunkts der Linse, und wir fügen noch bei, dass man nach der im angeführten Abschnitt gebrauchten Bezeichnung hat

$$(3) = \frac{n - 1}{\varrho},$$

$$(2) = -\frac{d}{n},$$

$$(1) = \frac{n - 1}{r},$$

wonach man A leicht berechnet.

Der Strahl, welcher die Axe in einer Entfernung A_1 von der ersten Fläche gemessen, treffen würde, geht also nach der Brechung durch die Linse seiner ursprünglichen Richtung parallel. Er wird dann die Axe in einer Entfernung B von der hinteren Linsenfläche treffen, und diese Entfernung erhält man offenbar wenn man in dem Werthe von A,r mit ϱ vertauscht.

Daher ist

$$B = \frac{1 - (2.1)}{(3{,}1)}.$$

Der so gefundene Punkt ist der andere Hauptpunkt der Linse.

Da diese beiden Hauptpunkte von grosser Wichtigkeit bei der Betrachtung der Linse sind, so wollen wir ihre Lage auf eine andere Art noch abzuleiten suchen. Es giebt bekanntlich für jede Linse einen Punkt in der Axe, welcher die Eigenschaft hat, dass wenn ein Lichtstrahl durch ihn hindurchgeht, er nach der Brechung durch

Linse denselben Winkel mit der Axe bildet als zuvor. Bei einigen Schriftstellern heisst dieser Punkt der optische Mittelpunkt, und Strahlen, die durch ihn gehen, Hauptstrahlen. Man erhält ihn, wenn man an die Flächen der Linse zwei parallele Radien zieht und die Punkte, wo sie die beiden Oberflächen treffen, durch eine Gerade verbindet. Der Durchschnitt dieser Geraden mit der Axe der Linse ist der verlangte Punkt, und man sieht hieraus sogleich, dass derselbe um d. $\frac{r}{r+\varrho}$ von der Vorderfläche und um d. $\frac{\varrho}{r+\varrho}$ von der hinteren entfernt liegt.

Der so bestimmte Punkt geniesst seine Eigenschaft ganz allgemein, d. h. für alle Strahlen, sie mögen unter grossem oder kleinem Winkel einfallen. Da alle sogenannten Hauptstrahlen durch ihn gehen, so kann man ihn, optisch genommen, als einen leuchtenden Punkt ansehen, und die Brechung der von ihm ausgehenden Strahlen durch die beiden Linsenflächen bestimmen. Dies geschieht nach der bekannten Formel $\frac{1}{\alpha} = \frac{n}{a} - \frac{n-1}{r}$, wo a die Entfernung des Objects, α die des Bildes ist, beide von der brechenden Oberfläche nach derselben Seite hin gemessen. Setzt man hierin nunmehr für a die Entfernung des optischen Mittelpunkts oder d. $\frac{r}{r+\varrho}$, so erhält man für α die Entfernung des ersten Hauptpunkts, das obige A; und wenn man r mit ϱ vertauscht, die Entfernung des zweiten Hauptpunkts oder B.

Auch leuchtet aus dieser Ableitung die Eigenschaft der beiden Hauptpunkte ein. Denn zieht man durch den optischen Mittelpunkt eine Linie, welche einen Lichtstrahl repräsentirt, und erleidet derselbe an beiden Flächen der Linse eine Brechung in der Luft, so ist jeder der beiden gebrochenen Strahlen auf seinen Hauptpunkt gerichtet, und dabei bilden sie gleiche Winkel mit der Axe, da sie parallel sind. Wie man sieht, ist die Gleichheit der Winkel das Charakteristische der beiden Hauptpunkte; denn sähe man von dieser Gleichheit ab, so gäbe es für jeden beliebigen Punkt in der Axe von einer oder von i + 1 Linsen einen anderen correspondirenden Punkt, von der Eigenschaft, dass alle Strahlen, die vor der Brechung auf den ersten Punkt gerichtet waren, von dem zweiten zu kommen scheinen, nachdem sie sämmtliche Brechungen erfahren haben, und zwar ergiebt sich

dies aus der Gleichung VII des erwähnten Abschnitts, wonach

$$d_i = \frac{(4i + 2,a)}{(4i + 3,a)},$$

also unabhängig von dem ursprünglichen Winkel w ist.

Dies Verhältniss jedoch, in welchem je zwei correspondirende Punkte in der Axe des Linsensystems zu einander stehen, gilt eben so, wie die Eigenschaft der beiden Hauptpunkte, nur für Strahlen, die mit der Axe unendlich kleine Winkel bilden. Das letztere ist aus dem Vorigen leicht zu entnehmen. Die Lage des optischen Mittelpunkts nemlich ist ganz allgemein für alle Strahlen, unter welchem Winkel sie auch geneigt seien; die Formel jedoch, durch welche wir vorher aus der Lage dieses Punktes diejenige der beiden Hauptpunkte ableiteten, gilt nur für Strahlen, deren Winkel mit der Axe unendlich klein sind. Hieraus ergiebt sich, dass die Hauptpunkte einer Linse nur für Strahlen der letzteren Art gelten.

Die letzte Gleichung zwischen α_i und a geht für den Fall einer einzigen Linse über in

$$\alpha = \frac{(2,a)}{(3,a)}$$
$$= \frac{a\,(2,1) + (2)}{a\,(3,1) + (3,2)},$$

wo α die Entfernung von der hinteren Linsenfläche bedeutet, in welcher der gebrochene Strahl die Axe trifft.

Befindet sich nun ein leuchtender Punkt in der Axe und um a vor der ersten Fläche, so hat man in der letzten Gleichung a negativ zu nehmen, und erhält für die Entfernung seines Bildes die Gleichung

$$\alpha = \frac{(2) - a\,(2,1)}{(3,2) - a\,(3,1)} \ldots\ldots \text{XII.}$$

Nimmt man an, dass paralleles Licht auf die Vorderfläche falle, so ist $a = \infty$, und daher

$$\alpha = \frac{(2,1)}{(3,1)} \text{ als die eine Brennweite.}$$

Fällt paralles Licht auf die hintere Fläche der Linse, so ist $\alpha = \infty$, und auf ähnliche Weise

$$a = \frac{(3,2)}{(3,1)} \text{ als die andere Brennweite.}$$

Die beiden Brennweiten liegen also von den entsprechenden

Flächen gemessen, verschiedentlich entfernt; allein ihre Entfernung von den entsprechenden Hauptpunkten, welche vorher bestimmt worden sind, ist dieselbe und zwar $\frac{1}{(3.1)}$. Bezieht man nun auch die Entfernung des Objects und diejenige des Bildes auf den correspondirenden Hauptpunkt, so erhält man die gewöhnliche Formel für die sphärische Linse, wonach die Summe der reziproken Grössen der Entfernung des Objects und Bildes, der reziproken Brennweite gleich ist, d. h. = (3,1). Diesen Satz hat Möbius über ein System von beliebig vielen Linsen aufgestellt, und Bessel hat ihn für den Fall bewiesen, in welchem die Dicke der Linsen nicht vernachlässigt wird.

Setzt man in XII a = o, setzt man also voraus, dass der leuchtende Punkt die Linse und zwar an ihrer Axe berühre, so erhält man

$$\alpha = \frac{(2)}{(3,2)} = \frac{d : n}{\frac{n-1}{\varrho} \cdot \frac{d}{n} - 1},$$

und wenn man diesen Werth von d, oder der Linsendicke, abzieht, so ergiebt sich die Verschiebung, welche der leuchtende Punkt erfährt, und welche bewirkt, dass er einem darüber schwebenden Auge gehoben erscheint.

Es mag nun der bisher in der Axe angenommene leuchtende Punkt sich ausserhalb derselben befinden; seien x und y die Coordinaten desselben, wo x dieselbe Bedeutung hat als vorher a, y jedoch die senkrecht gemessene Entfernung des Punktes von der Axe bezeichnet. Es wird vorausgesetzt, dass auch für die Strahlen dieses Punkts die Winkel als unendlich kleine angesehen werden. Unter dieser Bedingung kennt man sogleich die Lage eines von der Linse gebrochenen Strahles, desjenigen nemlich, welcher vor der Brechung auf den ersten Hauptpunkt gerichtet ist. Er wird nach der Brechung auf den zweiten Hauptpunkt gerichtet sein, und zwar unter demselben Winkel, welcher aus den Grössen x und y und aus der Lage des ersten Hauptpunkts als bekannt anzusehen ist. Um den Ort des Bildes zu erfahren, ist die Lage eines zweiten gebrochenen Strahls zu wissen nöthig dessen Durchschnittspunkt mit dem ersteren, für den Fall unendlich kleiner Winkel den Ort des Bildes bedeutet. Wählt man hierzu den Strahl, der auf den Axenpunkt der vorderen Linsen-

fläche gerichtet ist, so ist der Winkel, den er mit der Axe vor der Brechung bildet, oder $w = \frac{y}{x}$, und dieser Strahl wird, dem Obigen zufolge, nach der ersten Brechung auf einen Punkt in der Axe gerichtet sein, der um die Grössen $\frac{(2)}{(3,2)}$ von der hinteren Fläche der Linse entfernt liegt. Nach der zweiten Brechung bildet der Strahl den Winkel φ mit der Axe, so hat man nach früheren Gleichungen $\varphi = (3,a)w$, und da hier $a=0$, so ist wegen der Natur der Ausdrücke unter der Klammer $\varphi = (3,2)w$.

Nennt man nunmehr x_1 und y_1 die Coordinaten des Punktes, wo beide Strahlen sich schneiden und also unter der gemachten Voraussetzung, der leuchtende Punkt sich abbildet, so ergiebt sich leicht

$$x_1 = \frac{(2) - (2,1)x}{(3,2) - (3,1)x}.$$

Wie man sieht, ist dieser Werth von x_1 nur von x abhängig, aber nicht von y. Er bleibt also ungeändert, der leuchtende Punkt liege nun in der Axe oder ausserhalb, wenn nur x dasselbe bleibt. Man kann dies Resultat auch so ausdrücken: Wenn als Object ein System von Punkten gegeben ist, die sich in einer und derselben Ebene, senkrecht auf der Axe der Linse, befinden, dann werden die Bilder dieser Punkte gleichfalls in einer und derselben Ebene liegen, die senkrecht auf der Axe gerichtet ist.

Somit ist hier noch nichts von einer Krümmung des Bildes, wie die Erfahrung sie uns vorher an den Linsen gezeigt hat. Allein das Vorige gilt nur für Objecte von so geringer Ausdehnung, dass die Annahme unendlich kleiner Winkel gestattet ist, und für so kleine Objecte lässt auch das Experiment keine Krümmung wahrnehmen. Anders jedoch verhält sich die Sache, wenn man das Gesichtsfeld grösser annimmt, so das man für den Winkel, den dasselbe umschliesst, die Voraussetzung unendlich kleiner Winkel aufgeben muss. Die interessantere von den im Obigen besprochenen Erscheinungen bietet die planconvexe Linse dar, und ich werde an einer bestimmten, mir vorliegenden Linse dieser Art zeigen, dass dasjenige, was das Auge über die Krümmung, über die verschiedene Krümmung, je nachdem die Linse gehalten wird, behauptet, vollkommen begründet sei, und dass die

selbe also den relativen Ort der gesehenen Punkte richtig beurtheile.

Es sei demnach eine planconvexe Linse von einem Radius r = 7 Linien, von einer Dicke = 2‴ und einem Werthe von n = 1,53. Die Oeffnung der Linse setze ich absichtlich so klein (= $\frac{1}{11}$stel Linie), dass die Abweichung wegen der Kugelgestalt ganz unerheblich sei. In der Axe der Linse und 63‴ von ihrer Vorderfläche entfernt, befinde sich ein leuchtender Punkt, so wird die Entfernung seines Bildes nach den vorigen Formeln betragen:

15‴,404, wenn die convexe Seite dem Object zugewandt ist.

16‴,621 - - plane - - - - -

Es befinde sich nun ein zweiter leuchtender Punkt vor der Linse, dessen Coordinaten x und y respective 63‴ und 10‴ betragen, so dass dieser Punkt also mit dem vorigen in einer und derselben senkrecht auf der Axe gerichteten Linie liege, und mit dieser Axe an der Vorderfläche einen Winkel von 9° 1′ 10″ bilde, für welchen die Annahme des Unendlich kleinen nicht erlaubt ist. Nimmt man von diesem leuchtenden Punkt zwei Strahlen, den einen gerichtet auf die vordere Fläche der Linse, da wo sie die Axe trifft, den zweiten auf einen um 0‴,25 entfernteren Punkt (welches der letzte Strahl ist, der von der vorderen Fläche noch gebrochen werden könnte) und führt man die Rechnung nach den strengen Formeln, so erhält man x, oder die Coordinate des abgebildeten Punktes von der hinteren Fläche der Linse gemessen:

14‴,468, wenn die convexe Seite der Linse nach dem Object gekehrt ist,

15,966, wenn die plane Seite der Linse nach dem Object gekehrt ist.

Hieraus ergiebt sich also, dass dieser Punkt ausserhalb der Axe sich in beiden Lagen, der Linse näher abbilden wird, als der Punkt in der Axe selbst, und dass folglich die geraden Linien im Bilde sich so krümmen werden, wie die Erfahrung es zeigt, und das Auge es beurtheilt.

Es folgt zweitens, dass bei der einen Stellung der Linse, wenn nemlich die convexe Seite nach dem Object gekehrt ist, die Krümmung der abgebildeten geraden Linie stärker sein wird, als in der entgegengesetzten Lage. In dem ersteren Fall ist nemlich die Differenz der Bildweiten beider Punkte 0‴,936, während

dieselbe bei der entgegengesetzten Stellung der Linse nur 0‴,555 beträgt.

Diese Resultate bleiben dem Wesentlichen nach ungeändert, wenn das Object entfernter angenommen wird; allein die Unterschiede sind dann nicht so bedeutend. Stebt die convexe Seite dem Object zugewandt, und ist dasselbe ein unendlich entfernter Punkt in der Axe, so findet man für die vorige Linse die Entfernung des Brennpunkts 11‴,90.

Bildet der leuchtende Punkt, wie vorher mit der Axe den Winkel 9° 1′ 10″ und ist derselbe wiederum unendlich entfernt, so findet man für x_1 den Wertb 11‴35. Somit beträgt der Unterschied der Brennweiten 0‴,55, wenn die convexe Seite die parallelen Strahlen empfängt; sie beträgt dagegen nur 0‴,43 (=13‴,21 — 12,78) wenn die ebene Seite nach dem strahlenden Punkt hinweist.

Wie man sieht, ist die Krümmung der ebenen Objecte im Bilde einer und derselben Linse, desto unmerklicher, je weiter das Object von der Linse sich entfernt, obgleich der Gesichtswinkel derselbe bleibt; ferner ist auch der Unterschied der Krümmung, je nachdem die Linse gehalten wird, unbedeutender bei den entfernteren Gegenständen. Daher kömmt, dass bei den Objectivlinsen der Fernröbre, wenn sie planconvex sind, die convexe Seite nach Aussen gewandt werden kann.

Wir sind nunmehr zu dem Punkt gelangt, wohin wir diese Untersuchung zu führen beabsichtigten. Ein einziges Auge genügt also der Aufgabe, den relativen Ort der gesehenen Objecte zu bestimmen, und daher das Relief zu beurtheilen. Es benutzt dazu die Adaptirung, und daher kann man das Vorhergehende auch als einen Beweis für diese Thätigkeit ansehen, die man dem Auge so häufig hat absprechen wollen. Ja nicht bloss dieser Thätigkeit bedarf es, sondern auch des Bewusstseins darüber, sonst wird man die besprochenen Thatsachen nicht erklären. Eine Schwierigkeit scheint bei der Adaption vorhanden zu sein, nämlich die Sicherheit zu erklären, womit das Auge sie bewirkt. Auf einen Punkt gerichtet, adaptirt es sich sehr rasch und man spürt nichts von einem Schwanken, einem Probiren, dem wir uns unterziehen müssen, wenn wir ein optisches Instrument einstellen wollen, da wir aus dem Anfangs undeutlichen Bilde nicht abnehmen, nach welcher Richtung die nothwendige Veränderung getroffen werden

muss. Allerdings ist ein einziges Auge über die relative Lage zweier Punkte, wenn ihre Entfernung sich wenig unterscheidet, unsicher; allein dann ist der Unterschied in der Adaptirung unbedeutend, und das Auge verbleibt in der Unsicherheit, wenn es nicht durch die Hülfe des anderen Auges unterstützt wird. Ist der Unterschied dagegen grösser, betrachtet man z. B. das Bild, welches eine convexe Linse giebt, dann beurtheilt das Auge ohne Schwanken die gekrümmte Gestalt von Gegenständen, die ihm sogar anderweitig als eben bekannt sind. Die Sicherheit ist in diesem Fall so gross, und die Erscheinung stellt sich jedem Auge, selbst wenn es niemals zu dergleichen Versuchen hinzugezogen worden, mit solcher Leichtigkeit dar, dass die Vermuthung erlaubt ist, die Adaptirung spiele bei der Beurtheilung des Reliefs im Allgemeinen eine wichtige, nicht bloss secundäre Rolle.

Das Myopodiorthoticon.

Unter diesem Namen hat Berthold in Göttingen ein Instrument beschrieben *), welches die Aufgabe hat, den Fehler der Kurzsichtigkeit zu verbessern. Folgende Beschreibung wird dasselbe, so viel zur Ausführung nöthig ist, erkennen lassen. An einem nach gewöhnlicher Art eingerichteten Lesepulte sind zwei aufrecht stehende Säulen befestigt, auf welchen eine horizontale Querleiste hinauf und herunter bewegt, und in einer beliebigen, mittelst einer angebrachten Skala zu messenden Entfernung befestigt werden kann. Die Queerleiste trägt in ihrer Mitte ein Brett mit einem Ausschnitt für die Nasenwurzel, um den Kopf darauf zu legen, und die Augen in einer bestimmten Entfernung von einem auf dem Pulte liegenden Buch zu erhalten. Beträgt diese Entfernung das Maximum derjenigen, in welcher der Kurzsichtige noch bequem zu lesen vermag, und übt er dies einige Zeit, so kann er die Queerleiste nun höher stellen und so fortschreitend in immer grösseren Entfernungen lesen.

Ich habe ein solches Instrument anfertigen lassen, und sowohl an mir als einigen anderen Personen Versuche mit demselben angestellt, welche Berthold's Erfahrungen vollkommen bestätigten.

---

*) Göttinger gelehrte Anzeigen. Jahrgang 1840. Stück 66.

Namentlich ist es einem meiner Zuhörer gelungen, das Buch nach 25 Tagen schon um 14 Linien entfernter von den Augen zu halten als Anfangs. Dass aber die Kurzsichtigkeit im Allgemeinen dabei vermindert worden sei, scheint mir aus Gründen nicht wahrscheinlich, die ich anführen werde. Um hierüber messende Versuche anzustellen, hatte ich vor und während des Gebrauchs des Instruments das im Abschnitt über die Adaptirung beschriebene Instrument angewandt. Obgleich dasselbe keine grosse Genauigkeit zulässt, so konnte es doch dazu dienen, eine etwas beträchtliche Veränderung in der Güte des Auges anzuzeigen. Bei den erwähnten Studirenden fand sich die grösste Entfernung für das Einfachsehen der Spitze, vor dem Gebrauch des Instruments = 52‴,6 als Mittelwerth aus fünf Versuchen. Nach dem Gebrauch des Instruments fand sich dieselbe Entfernung an drei auf einander folgenden Tagen, und zwar wiederum im Mittel aus fünf Versuchen = 53,1 53,3 51,4.

In der Zwischenzeit war die Sehweite, wie gesagt, um 14‴ grösser geworden, wovon, wie man sieht, das Optometer wenig oder nichts angiebt. Die unter sich abweichenden Werthe kommen auf Rechnung der Unsicherheit des Optometers, die sich bei der grössten Sorgfalt nicht vermeiden lässt. So ergab z. B. die eine Beobachtungsreihe folgende Werthe 52,

54,

52,5

50,5

56,5

Mittel 53,1

Nur das lehren diese Versuche am Optometer, dass die Kurzsichtigkeit, wenn überhaupt, dann doch nicht in dem Maasse abnahm, als die Leseweite grösser wurde. Es muss also einen Umstand geben, der die Leseweite zu vergrössern vermag, ohne dass gerade die Güte des Auges sich verändere, und diesen erkläre ich mir bei dem Gebrauch des Berthold'schen Instruments auf folgende Art. Das Lesen wird durch ein sehr oberflächliches, rasches Sehen bewirkt, wobei nur einzelne Buchstaben, die Form der Worte wahrgenommen, dabei Vorangehendes und selbst das, was folgt, mit berücksichtigt wird. Will man sich von diesem oberflächlichen Sehen überzeugen, so beachte man, welche ganz andere Anstrengung es erfordert, wenn man Gedrucktes für die

Correctur zu lesen hat, obgleich auch hier noch nicht das Genaueste Sehen angewandt wird. Was nun das gewöhnliche, oberflächliche Sehen anbetrifft, so ist hierin, mit Bezug auf jede Art von Objecten, eine Uebung möglich; das Auge gewinnt mehr und mehr Kennzeichen, die sein Geschäft erleichtern, wie das Jedem, der seine Sinne beachtet, hinlänglich bekannt ist. Gewöhnt man sich eine Zeit lang dieselbe Art Gedrucktes zu lesen, wie Berthold dies anräth, dann wird die Folge sein, dass man dasselbe noch leichter als Anfangs erkennt, und so wird man es bald entfernter halten können. Ich glaube, dass bei dem Gebrauch des Instruments nichts anderes eintrete, und dass, wo dieser Zweck beabsichtigt wird, es gute Dienste leisten wird.

Da jedoch der Gegenstand das Interesse so vieler Menschen berührt, so überlasse ich die Entscheidung hierüber den Sachkennern und erlaube mir noch folgende hierher gehörige Betrachtungen beizufügen.

Man scheint ziemlich allgemein anzunehmen, dass die Kurzsichtigkeit durch häufiges Sehen in grosse Entfernungen gehoben oder doch vermindert werden könne, und beruft sich dabei einerseits auf Leute, wie Schiffer, Jäger, welche in grosse Entfernungen sehen, und weitsichtig sind, und andererseits auf Leute, deren Beschäftigungen in grosse Nähe vollführt werden, und welche kurzsichtig sind. So überaus häufig Erfahrungen dieser Art auch sein mögen, so hat es doch wohl noch Bedenken, ob das, was man daraus schliesst, auch wirklich daraus folge. Nach dem, was so eben über das oberflächliche Sehen und über die Uebung bemerkt worden ist, welche das Auge im Erkennen von Gegenständen sich aneignet, ist es begreiflich, dass Jemand, auch wenn er noch so geeignete Augen hat, auf der Jagd oder von entfernten Schiffen das nicht erkennen wird, was der in dergleichen Dingen Geübte mit Leichtigkeit erkennt. Etwas Aehnliches findet mit Bezug auf das Erkennen sehr naher Gegenstände statt. Dem guten Auge wird dies Anfangs nicht leicht; aber die Uebung wird auch hier viel thun; sie wird nach einiger Zeit ein Erkennen von gewissen Objecten in grosser Nähe möglich machen, obgleich das Auge hierbei nicht kurzsichtiger geworden ist. Hierzu kömmt noch eine Betrachtung, die für den vorliegenden Gegenstand nicht unberücksichtigt bleiben dürfte. Individuen, welche von ihrer Jugend an kurzsichtig sind, werden schon deshalb, und zwar mit

einiger Nothwendigkeit, auf Beschäftigung hingeführt, die in grosser Nähe vorgenommen werden, umgekehrt diejenigen, welche von Jugend auf weitsichtig sind. Wenn man folglich Beschäftigung in grosser Nähe mit Kurzsichtigkeit und Beschäftigung in grosser Entfernung mit Weitsichtigkeit begleitet sieht, so wird man sich zu hüten haben, hierbei Ursache und Wirkung nicht zu verwechseln. —

Königsberg, im October 1841.

Namenregister.

Berthold, Myopodiosthoticon 409.

Bessel, Einfluss der Schwere auf die Figur eines in zwei Punkten von gleicher Höhe aufgelegten Stabes 8. Weg des Lichtes durch ein Linsensystem 338.

Blanchet, (S. Cauchy)

Brewster, Flüssigkeiten des Auges 346.

Brücke, Sehen des Körpers 388

Burow, Adaptirung des Auges 359.

Cauchy (u. Blanchet) Gesetze der Wellenbewegung 88—151.

Choasat, Flüssigkeiten des Auges 346.

Clapeyron und Lamé, inneres Gleichgewicht fester homogener Körper 35.

Coriolis (u. Poncelet) principe de la transmission du travail 72.

Crelle, über Eisenbahnen in Berggegenden 87.

Dirichblet, Anziehung des Ellipsoids 28.

Gauss, Grundprincip der Mechanik 2. Allgemeine Gesetze über die Anziehung nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung 10. Capillaritätstheorie 46. Weg des Lichts durch ein Linsensystem 338.

Hueck, Adaptirung des Auges 350. 363.

Krause, Maassbestimmungen für das Auge 345.

Lambert, Durchmesser der Pupille 347.

Mile, Richtungslinien beim Sehen 375.

Minding, Mittelpunkt der Kräfte in einer Ebene 6.

Morin, dynamometrische Apparate 75.

Moser, Adaptirung des Auges 351. Daguerresche Bilder für das Stereoskop 384. Dioptrische Untersuchungen 395.

Olbers, Durchmesser der Pupille 346.

Pagani, Gleichgewicht eines an einem Faden hängenden und in gleichförmige Drehung versetzten Körpers 66.
Pambour, Theorie der Dampfmaschine 76.
Poinsot, Kräftepaare 3.
Poisson, Capillaritätstheorie 64.
Poncelet, transmission du travail 72. Dynamometer 75.
Prony, Zaum 73.

Treviranus, Maassbestimmungen für das Auge 344.

Volkmann, Adaptirung des Auges 364. Richtung des Sehens 366

Weber, Durchmesser der Netzhautkügelchen 373.
Wheatstone, Stereoscop 377.

Gedruckt bei Julius Sittenfeld in Berlin, Johannisstrasse 4.

Gedruckt bei Julius Sittenfeld in Berlin, Jo[illegible]

oogle

Digitized by Google